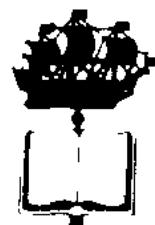


В. Н. КРАСЮК

# АНТЕННЫ СВЧ С ДИЗЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОКРЫТИЯМИ

---



ЛЕНИНГРАД  
„СУДОСТРОЕНИЕ“  
1986

ББК 32.84

К78

УДК 621.396.67:629.7.028.6.001.4:537.962.226.8

Рецензенты: д-р техн. наук Ю. В. Егоров, канд. техн. наук Г. В. Парантаев

К78 Красюк В. Н. Антенны СВЧ с диэлектрическими покрытиями (особенности расчета и проектирования) – Л.: Судостроение, 1986. – 164 с., ил.

ИСБН

Рассмотрены методы расчета и исследования антенн с диэлектрическими покрытиями, расположенными в ближней зоне излучения, которые широко применяются в радиосистемах судовых, наземных и летательных аппаратов. Показано влияние покрытия на характеристики излучения антенн и на функционирование радиосистем в целом.

Рассчитана на инженеров, занятых в области разработки и производства антенн и радиосистем различного назначения, а также на преподавателей, аспирантов и студентов радиотехнических и приборостроительных факультетов вузов.

3605030000–002  
К ————— 08–86  
048(01)–86

32.84

© Издательство „Судостроение”, 1986 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

---

Современные радиосистемы различного назначения должны проектироваться с учетом внешних воздействий, которые в значительной степени определяют качество их работы. Основным устройством, воспринимающим эти воздействия, является антenna, защищаемая диэлектрическими покрытиями. Диэлектрик существенно влияет на характеристики излучения антennы, особенно если в процессе эксплуатации его электрические параметры изменяются. Учет влияния покрытия на работу антennы при имитации внешних условий необходимо производить на стадиях проектирования и производства и периодически контролировать его свойства во время эксплуатации.

Вопросы проектирования и производства обтекателей летательных аппаратов и наземных антенных укрытий при их расположении в дальней (редко в промежуточной) зоне излучения антennы достаточно широко освещены в литературе. В настоящей книге даны методики расчета и методы исследования антenn СВЧ с диэлектрическими покрытиями в ближней зоне излучения при учете изменений их электрических параметров под влиянием внешних воздействий. На основе анализа условий эксплуатации судовых антenn и антenn летательных аппаратов здесь подробно рассмотрены аналитический, расчетно-экспериментальный и экспериментальный методы их исследования. Основное внимание уделяется исследованию волноводных антenn, которые используются и как отдельные излучатели, и как элементы фазированных антенных решеток (ФАР).

При написании книги были использованы результаты исследований в этой области ученых нашей страны (в частности, автора) и американских специалистов.

Автор признателен проф. Е. Н. Васильеву и А. П. Лукошкому за помощь в выборе данного научного направления, а также проф. А. Г. Варжапетяну, Е. А. Воробьеву и товарищам по работе за ценные замечания при подготовке материалов книги.

Автор с удовлетворением вспоминает совместную работу в США с проф. К. Ш. Кунцем, К. Р. Карвэ и их коллегами из Исследовательского центра и с кафедры антenn и вычислительных систем Государственного университета штата Нью-Мексико в Лас-Крусе, результаты которой нашли свое отражение в гл. 2.

Все замечания и пожелания по содержанию книги следует направлять по адресу: 191065, Ленинград, ул. Гоголя, 8, издательство „Судостроение”.

# Глава 1 УСЛОВИЯ ЭКСПЛУАТАЦИИ АНТЕНН С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОКРЫТИЯМИ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

---

## § 1.1. Особенности функционирования антенн с диэлектрическими покрытиями

Радиотехнические системы, используемые на современных надводных и подводных судах, а также летательных аппаратах, предназначены для решения различных задач в зависимости от их типа и назначения. В эксплуатационных условиях антенны таких систем подвергаются самым разнообразным воздействиям окружающей среды, которые могут значительно ухудшить их характеристики. При проектировании антенн надводных судов необходимо учитывать влияние влажности, температурных перепадов, обледенения, соленых брызг и т. д.; для подводных судов – это воздействие морской воды. Влияние внешних условий на антенны летательных аппаратов определяется их назначением. Здесь необходимо учитывать аэродинамический нагрев и нагрузки, метеорологические условия: осадки, изменение влажности, низкие температуры окружающей среды и ее малое давление, влияние солнечной и корпускулярной радиации и т. д. [1, 5, 50, 63, 64, 65].

Для защиты антенн от воздействия окружающей среды используются диэлектрические оболочки, которые должны вносить минимальные искажения в излучаемое поле. Для многих антенных систем защитными оболочками могут служить диэлектрические покрытия, помещаемые в области раскрыва [2, 31, 32, 59, 62]. В этом случае имеет место сложное электродинамическое взаимодействие поля антенны с диэлектриком, появление многократных переотражений и поверхностных волн значительной интенсивности. Так, если антenna рассчитывается для излучения в направлении нормали к раскрыву, то энергия поверхностной волны будет определять потери и уменьшит коэффициент усиления антенны. Кроме того, она может быть причиной паразитных излучений, возникающих вследствие дифракции поля на покрытии конечных размеров [77].

При проектировании антенн с диэлектрическими покрытиями необходимо учитывать влияние последних на характеристики излучения и, следовательно, на работу радиосистем в целом. Воздействие окружающей среды может значительно изменить электрические свойства диэлектриков в процессе эксплуатации, что также приводит к ухудшению функционирования радиосистем.

Примером такого воздействия является проникновение влаги внутрь покрытия, которое приводит к росту его диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  и тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg} \delta$  (морская вода имеет более

высокие значения  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  по сравнению с покрытием). Наличие воды на поверхности антенны часто ведет к ее обледенению со слоем значительной толщины, который увеличивает толщину покрытия по сравнению с расчетной ( $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  сухого льда мало отличаются от аналогичных параметров покрытия). Капли воды или масла на диэлектрическом покрытии вызывают рассеяние излучаемого поля и изменяют форму диаграммы направленности антенны.

При сверхзвуковых скоростях полета летательных аппаратов происходит нагрев покрытия, вызванный его шероховатостью, трением и вязкостью воздуха. Нагрев приводит к изменениям электрических параметров диэлектрика. Для защиты гиперзвукового летательного аппарата от разрушения вследствие воздействия радиационного теплового потока сжатого слоя плазмы, конвективного теплового и диффузионного химического воздействий пограничного слоя используют теплозащитные покрытия, которые, как правило, имеют электрические свойства материалов с потерями. В этих случаях для уменьшения их влияния на излучаемые поля используют диэлектрические материалы с малым  $\operatorname{tg} \delta$  – нагревостойкие диэлектрические антенные вставки. Значительные изменения свойств и геометрии материалов покрытия в процессе эксплуатации (например, резкие изменения во времени температурного профиля по толщине и унос массы покрытия) предопределяют такие девиации характеристик излучения бортовых антенн (уменьшение КПД, изменение формы диаграммы направленности и т. д.), при которых работа радиосистем часто становится невозможной [60, 61].

## § 1.2. Сверхвысокочастотные диэлектрические покрытия антенн

В зависимости от условий эксплуатации антенн применяются различные сверхвысокочастотные диэлектрические покрытия. Как известно, электрическими параметрами СВЧ-диэлектриков являются диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  и тангенс угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg} \delta$ . Широкое распространение в настоящее время получили стеклопластики, которые по своим физико-механическим свойствам превосходят другие пластмассы, такие, как метакрилат, полистирол, политен [62], и составляют первую группу покрытий. Наполнителем этого материала является неорганическое вещество, а связующее имеет органическое происхождение. Стеклопластик имеет пористую структуру и характеризуется неоднородными свойствами. При работе его в условиях морской воды со временем происходит заполнение пор влагой, что ведет к изменениям  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  материала. Влагостойкость стеклопластика определяется главным образом свойствами связующего. Стеклопластики обладают сравнительно хорошими  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  в сантиметровом диапазоне длин волн. В качестве связующих в них используются фенолформальдегидная, эпоксиднокремнийорганическая и

эпоксиднофенольная смолы, сополимеры дивинила со стиролом и т. д. Наполнителями здесь являются различные типы стеклотканей. Диэлектрическая проницаемость таких стеклопластиков лежит в пределах 3–8. С увеличением объемного содержания стекла проницаемость  $\epsilon$  покрытия растет, а  $\operatorname{tg} \delta$  незначительно падает [80]. Была установлена зависимость (рис. 1.1) изменения водопоглощения стеклопластиков на основе эпоксиднокремнийорганической смолы (сплошные кривые) и дивинила со стиролом (штриховые кривые) от времени пребывания их в воде  $T$  при различных значениях объемного содержания стекла  $V_c$ . С ростом  $T$  водопоглощение растет, пока не достигнет определенного уровня насыщения. Рис. 1.2 иллюстрирует зависимость изменения водопоглощения от пористости этих стеклопластиков для различных периодов времени пребывания в воде.

Использование стеклопластиков при высоких температурах ограничено из-за нестабильности их электрических характеристик:  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  изменяются в значительных пределах. С возрастанием температуры и относительной влажности атмосферы проникновение водяных паров и влаги внутрь диэлектрического покрытия растет. Основной способ борьбы с проникновением влаги – нанесение специальных покрытий (например, эпоксидно-аминной грунтовки и фторопластовой эмали) в несколько слоев. Толщина защитных покрытий при этом меняется от 0,14–0,15 мм (5 слоев) до 0,25–0,26 мм (11 слоев). Количество слоев грунтовки и эмали определяется состоянием поверхности (пористость, раковины, недопропитка, механические повреждения и т. д.). Изменение  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  материала с влагозащитными покрытиями незначительно, а водопоглощение может снижаться в 20 раз.

При воздействии атмосферных осадков на диэлектрическом покрытии антенн могут конденсироваться различные гидрообразования с иными электрическими свойствами. В результате происходит искажение пространственно-поляризационной структуры проходящей электромагнитной

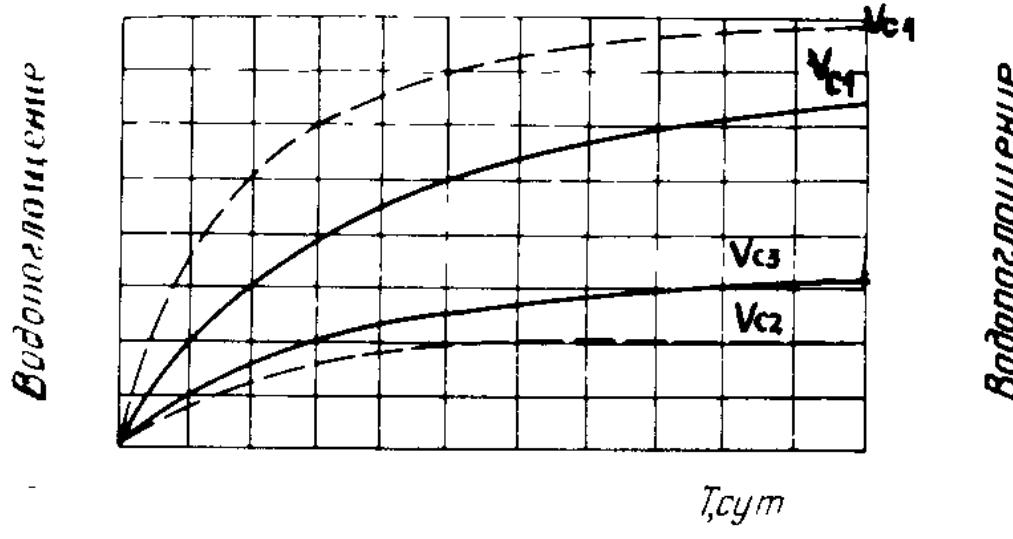


Рис. 1.1. Изменение водопоглощения стеклопластиков в зависимости от времени пребывания в воде ( $V_{c_1} > V_{c_2} > V_{c_3}$ ).

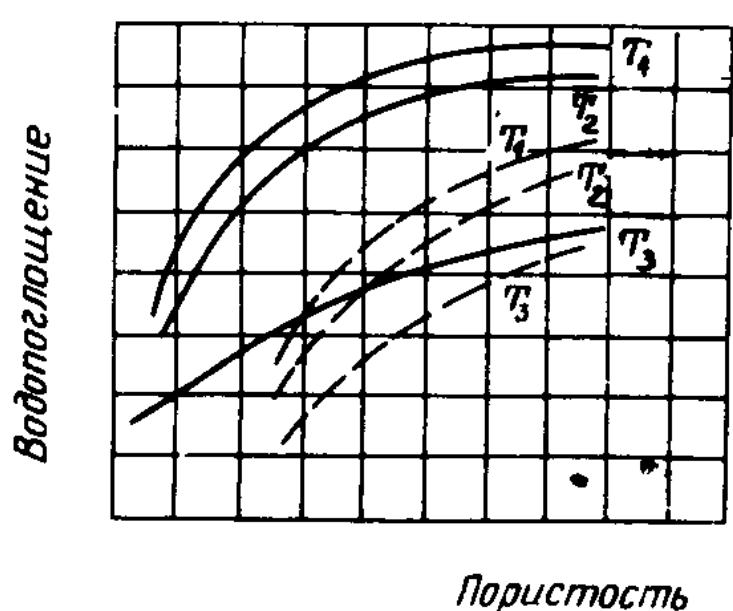


Рис. 1.2. Изменение водопоглощения стеклопластиков в зависимости от пористости ( $T_1 > T_2 > T_3$ ).

волны, уменьшается соотношение сигнал/шум. Существуют гидрофобные кремнийорганические полимеры в виде жидкостей, смол, лаков, адгезия льда с которыми в 2 раза меньше, чем у обычных покрытий. Эффективность использования покрытий из таких полимеров зависит от состояния защищаемой поверхности и гидрометеорологических условий. Срок эксплуатации их колеблется от 1 до 6 мес. Эффективность использования защитных покрытий снижается из-за высокой чувствительности их к солнечной радиации и слабого сцепления с покрываемой поверхностью [1, 31].

В качестве диэлектрических покрытий антенн стеклопластики используются на подводных, надводных судах и летательных аппаратах, при полете которых температура поверхности не превышает 500° С. До температур 500–1000° С применяют также керамопласти – смесь синтетической слюды со стеклянным или кристаллическим связующим.

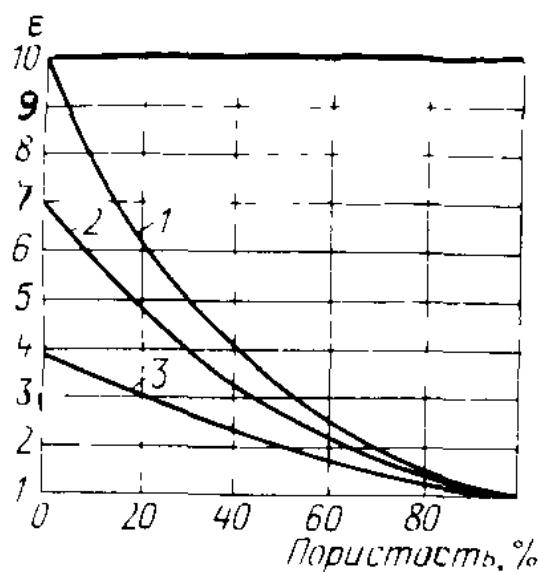


Рис. 1.3. Зависимость  $\epsilon$  керамических материалов от пористости.

1 – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; 2 – BeO; 3 – SiO<sub>2</sub>.

Таблица 1.1. Электрические параметры воды для различных длин радиоволн

Среда	Длина волны, см					
	> 50		10			
	$\epsilon$	$\gamma, \frac{\text{МО}}{\text{м}}$	$\epsilon$	$\gamma, \frac{\text{МО}}{\text{м}}$		
Пресная вода при $t = 20^\circ \text{ С}$	80	0,0010–0,0050	79	2,06		
Морская вода при $t = 20 \div 28^\circ \text{ С}$	80	0,6600–6,6000	69	6,50		
Сухой песчаный грунт	2–6	0,0001–0,0040	–	–		
Влажный песчаный грунт	5–20	0,0010–0,0100	–	–		
Лед пресный при $t = -12^\circ \text{ С}$	4,15	0,1200	–	–		
Снег свежий при $t = -20^\circ \text{ С}$	1,20	0,0210	–	–		
Среда	9		3,2		3	
	$\epsilon$	$\gamma, \frac{\text{МО}}{\text{м}}$	$\epsilon$	$\gamma, \frac{\text{МО}}{\text{м}}$	$\epsilon$	$\gamma, \frac{\text{МО}}{\text{м}}$
	–	–	–	–	64	18,40
Пресная вода при $t = 20^\circ \text{ С}$	–	–	65	16	–	–
Морская вода при $t = 20 \div 28^\circ \text{ С}$	–	–	–	–	–	–
Сухой песчаный грунт	2	0,03	–	–	–	–
Влажный песчаный грунт	24	0,60	–	–	–	–
Лед пресный при $t = -12^\circ \text{ С}$	–	–	–	–	3,17	0,0007
Снег свежий при $t = -20^\circ \text{ С}$	–	–	–	–	1,20	0,0004

Вторую группу покрытий составляют неорганические материалы. По структуре они могут быть аморфными (кварцевое стекло), кристаллическими (алюмооксидная керамика) и кристаллическими с аморфной фазой (ситалл). По химическому составу большинство применяемых материалов – неорганические окислы (оксиды), такие, как двуокись кремния  $\text{SiO}_2$  (кварцевое стекло, ситаллы, пирокерами), окись алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (сапфирит), окись бериллия (брокериты). Применяются также материалы на основе соединений азота (нитриды), серы (сульфиды) и т. д. Эти материалы, как правило, имеют температуру плавления более  $1500^\circ \text{C}$  и успешно применяются для защиты антенн в основном на летательных аппаратах при гиперзвуковых скоростях полета. Начальные значения диэлектрической проницаемости и тангенса угла дизелектрических потерь лежат в значительных пределах и зависят от свойств керамики (рис. 1.3). С увеличением процентного содержания пор в материалах их  $\epsilon$  падает. Электрические параметры керамических материалов зависят от воздействия температуры. Материалы на основе плавленого кварца выдерживают длительное тепловое воздействие до  $t = 1000^\circ \text{C}$ , имеют низкие значения  $\epsilon$  и  $\tan \delta$ . Для уменьшения водопоглощения производят плазменную обработку их поверхностей [62].

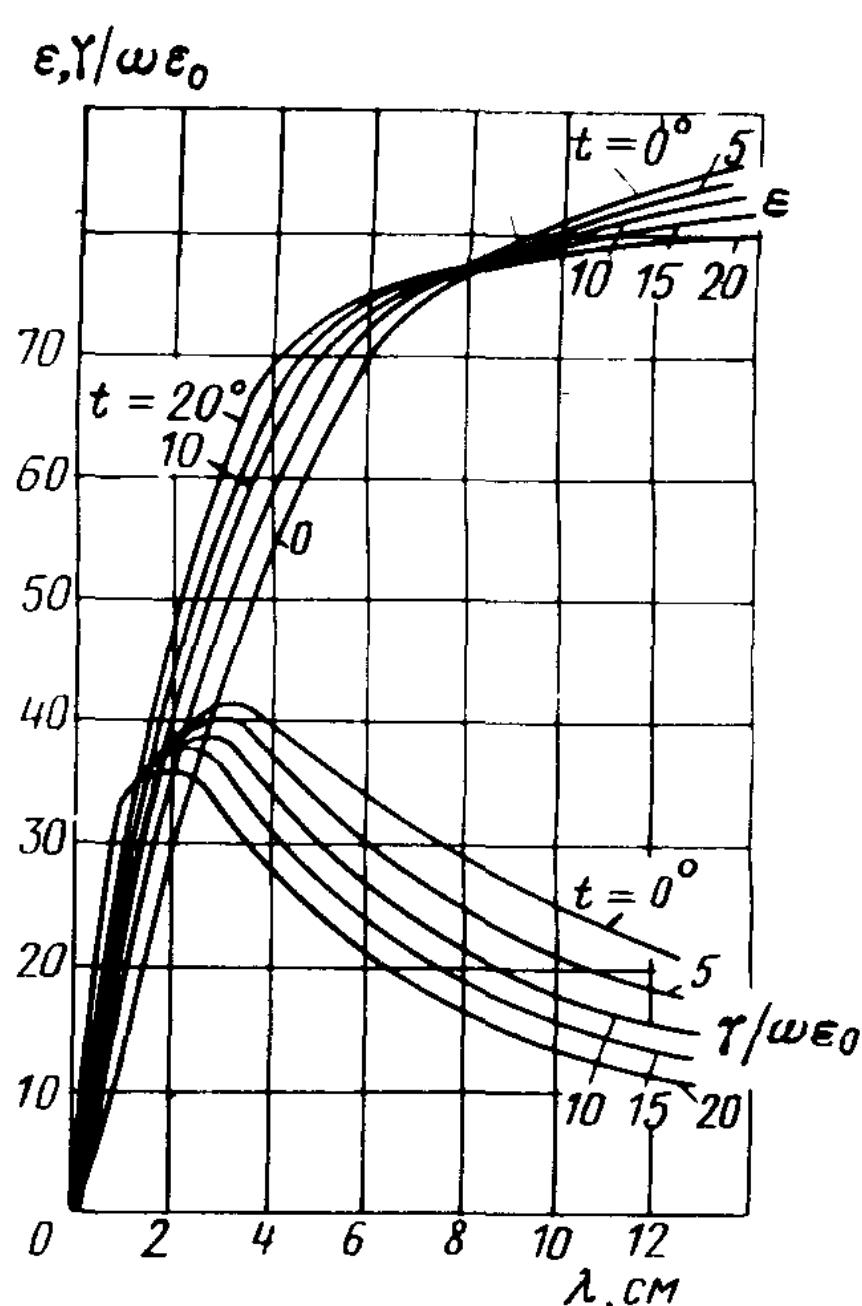


Рис. 1.4. Изменение электрических параметров воды в диапазоне длин волн  $\lambda = 0,1 \div 13 \text{ см}$ .

Исходя из требований, предъявляемых к механической прочности, гидро- и аэродинамическим характеристикам аппаратов, используют как однослойные, так и многослойные дизелектрические покрытия антенн. Например, для подводных судов, корпуса которых должны выдерживать большие давления, применяют многослойные покрытия. Для фазированных антенных решеток на надводных судах часто используют однослойные однородные покрытия. На гиперзвуковых летательных аппаратах теплозащитное покрытие представляет собой многослойную неоднородную систему. Нагревостойкие дизелектрические вставки являются, как правило, однослойными с начальным однородным распределением  $\epsilon$  и  $\tan \delta$  по толщине [2, 19, 31, 51, 62, 76].

Как было указано, морская вода существенно влияет на

электрические характеристики СВЧ-диэлектриков покрытий антенн. Значения электрических параметров прибрежных почв и воды  $\epsilon = \epsilon(1 - i \operatorname{tg} \delta) = \epsilon - i \gamma / \omega \epsilon_0$  приведены в табл. 1.1. При длине волны  $\lambda > 50$  см отсутствует дисперсия электрических параметров. В диапазоне сантиметровых волн ее влияние начинаетказываться: электрические параметры изменяются с изменением частоты (длины) радиоволны. Из табл. 1.1 также следует, что при длине волны 3 см и короче электрические свойства морской воды приближаются к свойствам пресной воды. На рис. 1.4 приведены графики зависимостей  $\epsilon$  и  $\gamma / \omega \epsilon_0$  воды от длины радиоволны в сантиметровом и миллиметровом диапазонах ( $\lambda = 0,1 \div 13$  см) для температур 0, 5, 10, 15 и 20° С. При температуре ниже 0° С вода превращается в лед

Таблица 1.2. Электрические параметры диэлектрика при  $T = 20^\circ$  С

Диэлектрик	$f = 100$ Гц		$f = 1$ МГц		$f = 10$ ГГц	
	$\epsilon$	$\operatorname{tg} \delta$	$\epsilon$	$\operatorname{tg} \delta$	$\epsilon$	$\operatorname{tg} \delta$
Бумага	3,70	0,0090	—	—	—	—
Кварц	3,85	0,0010	3,82	0,0002	3,80	0,0002
Неопрен	6,90	0,0100	—	—	—	—
Плексиглас	3,40	0,0600	2,70	0,0150	2,50	0,0050
Полихлорвинил	3,18	0,0130	2,88	0,0160	2,84	0,0055
Полистирол	2,55	0,0004	2,54	0,0002	2,54	0,0005
Полиэтилен	2,30	0,0002	2,30	0,0002	2,30	0,0004
Слюда	5,43	0,0050	5,40	0,0004	5,40	0,0003
Стратит	6,30	0,0015	6,20	0,0004	5,40	0,0002
Стекло пирекс	5,60	0,0100	—	—	—	—
Текстолит ВЧ	6,50	0,1350	4,75	0,0410	3,25	0,0460
Гетинакс ВЧ	5,23	0,0230	4,60	0,0340	3,55	0,0700
Шелк натуральный	4,50	—	—	0,0150	—	—
Полиамиды	3,60	0,0650	3,20	0,0380	2,85	0,0125
Полиэфиры	3,50	0,0030	3,40	0,0060	—	—
Эпоксиды	3,90	0,0013	3,70	0,0190	3,08	0,0230
Бакелит	5,00	0,1000	4,90	0,0300	4,70	0,0500
Стеклопластики на основе:						
ВФТ-С, АСТГБ-С <sub>2</sub>	—	—	—	—	4,25–4,50	0,100–0,0200
ФН, АСТГБ-С <sub>2</sub>	—	—	—	—	3,80–3,95	0,0160–0,0200
ЭФ32-301, АСТГБ-С <sub>2</sub>	—	—	—	—	4,50–4,70	0,0140–0,0170
ТФЭ-9, ТС8/3-250Г „Диснола-с”, АСТГБ-С <sub>2</sub>	—	—	—	—	4,00–5,00	—
Нитрид бора	4,15	0,0010	4,15	0,0002	4,15	0,0003
Супрамика 550	—	—	—	—	6,90	0,0025
Нитрид кремния	—	—	9,40	0,0010–0,0100	—	—

и ее электрические свойства резко изменяются. Диэлектрическая проницаемость уменьшается, и даже в сантиметровом диапазоне волн ее мнимая часть значительно меньше вещественной.

В табл. 1.2 представлены значения электрических параметров некоторых материалов, используемых в диэлектрических покрытиях. Величины  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  необходимо учитывать при оценке влияния материала покрытия на характеристики излучения антенн.

### § 1.3. Изменение электрических свойств диэлектриков в процессе эксплуатации

При проектировании антенн с диэлектрическими покрытиями необходимо оценивать возможные изменения параметров диэлектриков в процессе их эксплуатации в реальных условиях. Такая оценка позволяет определить девиации характеристик излучения антенн в этих условиях, выработать требования к их проектированию и обеспечить нормальное функционирование радиотехнических систем. Изменение электрических характеристик  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  покрытия в процессе эксплуатации происходит за счет старения материала, воздействия на него влаги, радиационного излучения, аэродинамического нагрева и т. д. Причем наиболее существенное влияние оказывают проникновение влаги и аэродинамический нагрев. Изменение величин  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  для стеклопластиков от времени их пребывания в воде при различном объемном содержании стекла  $V_c$  происходит достаточно медленно с ростом времени (рис. 1.5).

Более резкое изменение электрических характеристик покрытий имеет место при

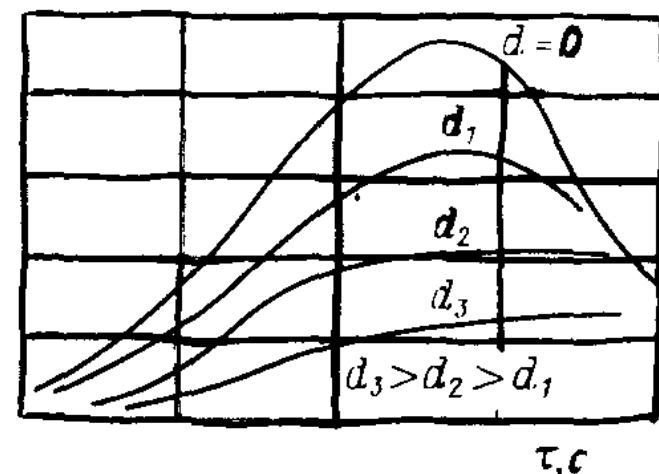
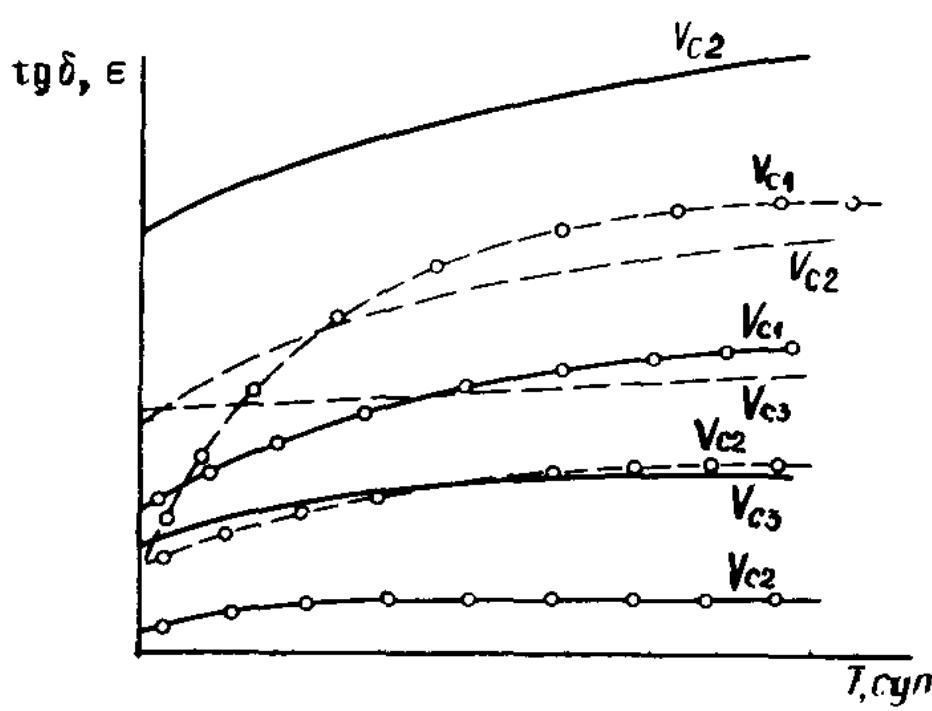


Рис. 1.5. Зависимость электрических параметров стеклопластиков от времени пребывания в воде.

— —  $\epsilon$ ; - - -  $\operatorname{tg} \delta$  для эпоксиднокремнийорганической смолы; о-о-о —  $\epsilon$ ; -o-o-o —  $\operatorname{tg} \delta$  для дивинила со стиролом.

Рис. 1.6. Распределение температуры по поверхности и толщине покрытия антенны для баллистической траектории полета летательного аппарата.

аэродинамическом нагреве поверхности летательного аппарата, который существенно влияет на работу бортовых радиосистем. При гиперзвуковой скорости летательных аппаратов возникает и непрерывно поддерживается мощная ударная волна. Воздух за ней сильно сжат и нагрет, вследствие чего вокруг аппарата образуется оболочка плазмы. Происходит быстрый разогрев материала покрытия. Источниками энергии в основном служат аэродинамический пограничный слой, излучение высокотемпературного сжатого слоя, каталичность, оплавление, газификация и механическое разрушение самого покрытия [56, 60]. В инженерных расчетах принимают, что нагрев происходит за счет теплоотдачи пограничного слоя. При увеличении теплового потока температура плавления материала может быть превышена, в результате начнется его разрушение и унос (абляция). Разрушение может быть вызвано оплавлением, испарением, горением, расщекиванием материала покрытия. На рис. 1.6 приведены кривые поверхностной температуры ( $d = 0$ ) и температур в разных точках покрытия  $d_3 > d_2 > d_1$  по его толщине для аппарата с баллистической траекторией полета [32, 80]. Возможен нагрев защитного теплового покрытия до  $2000^{\circ}\text{C}$  и выше.

Для правильной оценки влияния свойств материала покрытия на характеристики излучения антенны надо знать не только его поверхностную температуру  $t_{\text{пов}}$ , но и распределение значений температуры по его толщине  $d$ . Последнее определяется высотой и скоростью полета, геометрией летательного аппарата, а также коэффициентами теплопроводности, теплопроводности, теплопередачи материала и т. д.

На рис. 1.7 схематически показан профиль  $t$  для участка сжатого слоя  $A$  толщиной  $\Delta$ , аэродинамического пограничного слоя  $B$ , жидкого  $C$  и прогретого  $D$  слоев материала покрытия, который может плавиться и испаряться [56]. Параметры материалов являются сложными функциями температур и в условиях теплового удара претерпевают значительные изменения. Изменения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь при нагреве стеклотекстолитов Т<sub>1</sub>ФН и СТ-ФН, а также керамических материалов (97–99% Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BeO, пирокерамика 9606, рейкерами III, SiO<sub>2</sub>) до температуры  $1400^{\circ}\text{C}$  представлены на рис. 1.8 и 1.9 соответственно. Заштрихованная область относится к пара-

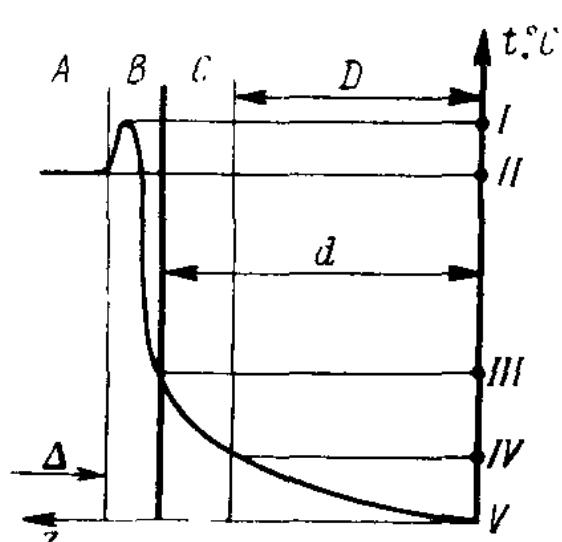


Рис. 1.7. Распределение температуры в оплавляющем покрытии.

I – на внешней границе вязкого слоя; II – на границе сжатого слоя; III – на внешней поверхности покрытия; IV – на границе слоя плавления; V – на внутренней поверхности покрытия.

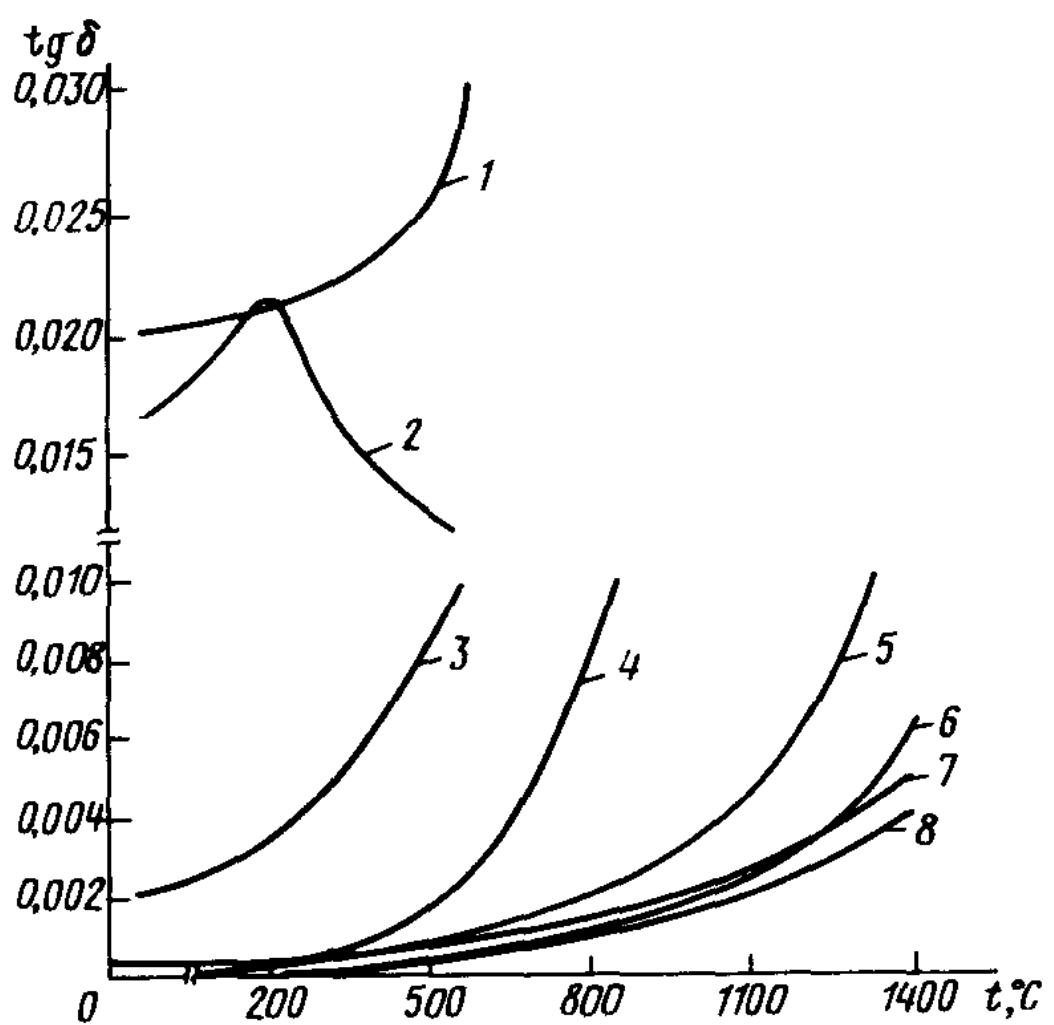
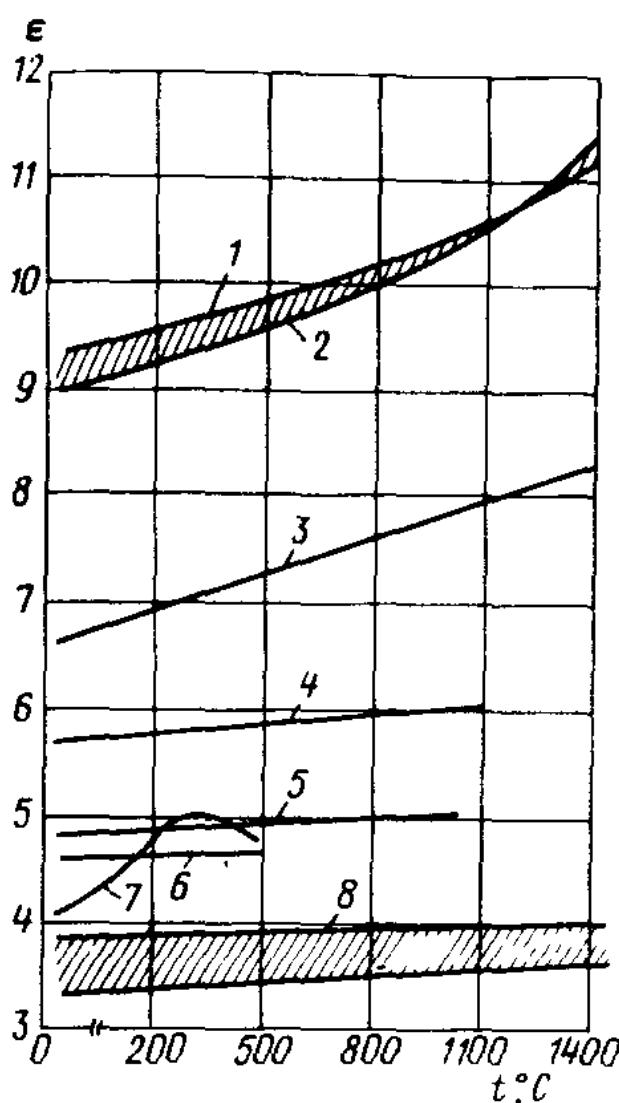


Рис. 1.8. Температурная зависимость  $\epsilon$  на частоте 10 ГГц для стеклотекстолитов и керамических материалов.

1 – 99%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; 2 – 97%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; 3 –  $\text{BeO}$ ; 4 – пирокерам 9606; 5 – рейкерам III –  $2\text{MgO} \cdot 2\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{SiO}_2$ ; 6 – стеклотекстолит Т<sub>1</sub>ФН; 7 – стеклотекстолит СТ-ФН; 8 –  $\text{SiO}_2$ .

Рис. 1.9. Температурная зависимость  $\operatorname{tg} \delta$  на частоте 10 ГГц для стеклопластиков и керамических материалов.

1 – стеклопластик Т<sub>1</sub>ФН; 2 – стеклопластик СТ-ФН; 3 – рейкерам III –  $2\text{MgO} \times 2\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{SiO}_2$ ; 4 – пирокерам 9606; 5 – 97%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; 6 –  $\text{SiO}_2$ ; 7 –  $\text{BeO}$ ; 8 – 99%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

метрам единого класса материалов, незначительно отличающихся технологией изготовления. Как правило, значения  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  с ростом температуры увеличиваются. Поскольку электрические параметры покрытия зависят от температуры и распределения последней по толщине, покрытие приобретает неоднородное распределение  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$ . Таким образом, диэлектрическое покрытие антены при тепловом ударе является неоднородной средой с определенным распределением электрических параметров по толщине. Каждому моменту полета соответствует свое распределение  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  [14, 56, 80].

Рассмотренные особенности функционирования антенн с диэлектрическими покрытиями на подводных, надводных судах и летательных аппаратах позволяют подразделять их в зависимости от слойности покрытия и

изменения электрических параметров на антенны с однослоистым и однородным покрытием, антенны с многослойным покрытием, антенны с неоднородным покрытием, антенны с покрытием, имеющим значительные потери. Характеристики излучения антенн зависят от электрических параметров покрытия, изменение которых в процессе эксплуатации приводит к ухудшению функционирования антенн.

#### § 1.4. Методы исследования влияния диэлектрических покрытий на излучение антенн

Можно выделить три метода определения влияния диэлектрического покрытия (с учетом изменения его электрических параметров в процессе эксплуатации) на излучаемое antennой электромагнитное поле: аналитический, экспериментально-расчетный, экспериментальный.

**Аналитический метод.** В основе метода лежит расчет характеристик излучения антенн с диэлектрическими покрытиями, электрические параметры которых заранее определены и учитывают влияние внешних воздействий окружающей среды на структуру покрытия. Основная цель аналитического расчета – нахождение диаграммы излучения в дальней зоне и входного сопротивления излучения заданной системы сторонних токов при наличии диэлектрического покрытия. Этот метод предусматривает расчет следующих величин:

- 1) режима работы antennного покрытия в зависимости от действующих внешних факторов;
- 2) изменения свойств покрытия для конкретного воздействующего фактора;
- 3) электрических параметров  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  материала покрытия в соответствии с п. 1 и 2;
- 4) характеристики излучения antennы с диэлектрическим покрытием, параметры которого соответствуют рассчитанным в п. 3.

Выполнение каждого из перечисленных расчетов требует применения сложного математического аппарата. Этот метод используется на стадии начальной разработки в условиях априорной неопределенности воздействия разнообразных внешних факторов.

В качестве примера рассмотрим последовательность расчета по аналитическому методу antennы с кварцевым покрытием, используемой при гиперзвуковых скоростях полета. В этом случае необходимо: определить параметры воздуха и поверхностную температуру нагрева покрытия в зависимости от траектории и геометрии летательного аппарата; рассчитать распределение температуры по толщине покрытия под действием теплового удара для экстремальных моментов времени полета; определить эквивалентные параметры  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  кварцевого покрытия; рассчитать характеристики излучения antennы для рассматриваемых моментов времени.

1. Известно, что прямой скачок уплотнения при обтекании воздухом притупленного конического тела располагается перед фронтальной частью этого тела и может быть охарактеризован максимальными значениями давления, плотности и температуры воздуха за ним. Расстояние отхода прямого скачка  $\Delta$  (см. рис. 1.7) определяется плотностью и скоростью набегающего потока, а также формой тела. Так, для сферы расстояние отхода ударной волны при больших числах Маха определяется соотношением [56] :

$$\frac{\Delta}{R} = \frac{2}{3} \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right)^{-1}, \quad (1.1)$$

где  $R$  – радиус;  $\rho_2/\rho_1$  – отношение плотности воздуха за фронтом ударной волны  $\rho_2$  к его плотности перед волной  $\rho_1$ .

Определение параметров воздуха будем производить в точке полного торможения, считая, что  $R \rightarrow \infty$ . В таком приближении фронт ударной волны будет плоским, и расчет можно производить только для прямого скачка уплотнения. В этом случае можно считать, что скорость набегающего потока равна скорости летательного аппарата. Результаты таких расчетов будут давать для точки полного торможения максимальные значения параметров образующейся плазмы. Термодинамические параметры воздуха за прямым скачком уплотнения с учетом диссоциации в предположении равновесности процессов определяются числом Маха и параметрами воздуха в набегающем потоке. Установлено, что в области прямого скачка неравновесные процессы начинаются на высотах выше 60 км [56]. Этим значением мы и ограничимся в своем примере.

Для расчетов воспользуемся таблицами термодинамических функций, концентраций компонент и ударных адиабат воздуха, в которых термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха вычислены по формулам статистической теории газов и газодинамической теории ударных волн. Число электронов в 1 см<sup>3</sup> для различных температур (от 3000° С) определяется по формуле

$$N_e = N_0 \delta_2 n_e \text{ при } t = \text{const}, \quad (1.2)$$

где  $N_0 = 2,6872 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> – число Лошмидта;  $\delta_2$  – относительная плотность воздуха за фронтом ударной волны (отношение плотности воздуха  $\rho_2$  к его нормальной плотности  $\rho_0 = 1,2921$ , кг/м<sup>3</sup>);  $n_e$  – отношение числа электронов в заданном количестве газа к полному числу частиц в том же количестве газа, находящемся в нормальных условиях (т. е. состоящим из N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> и Ar);  $t$  – температура воздуха за фронтом ударной волны.

Таблицы концентрации компонент воздуха определяют зависимости  $n_e = f(\lg \delta_2)$  при  $t = \text{const}$ , т. е. дают данные о величине  $n_e$  в зависимости от температуры и относительной плотности воздуха за прямым скачком уплотнения. Значения же  $t$  и  $\delta_2$  в зависимости от скорости и высоты полета берутся из таблиц ударных адиабат воздуха [51].

a)

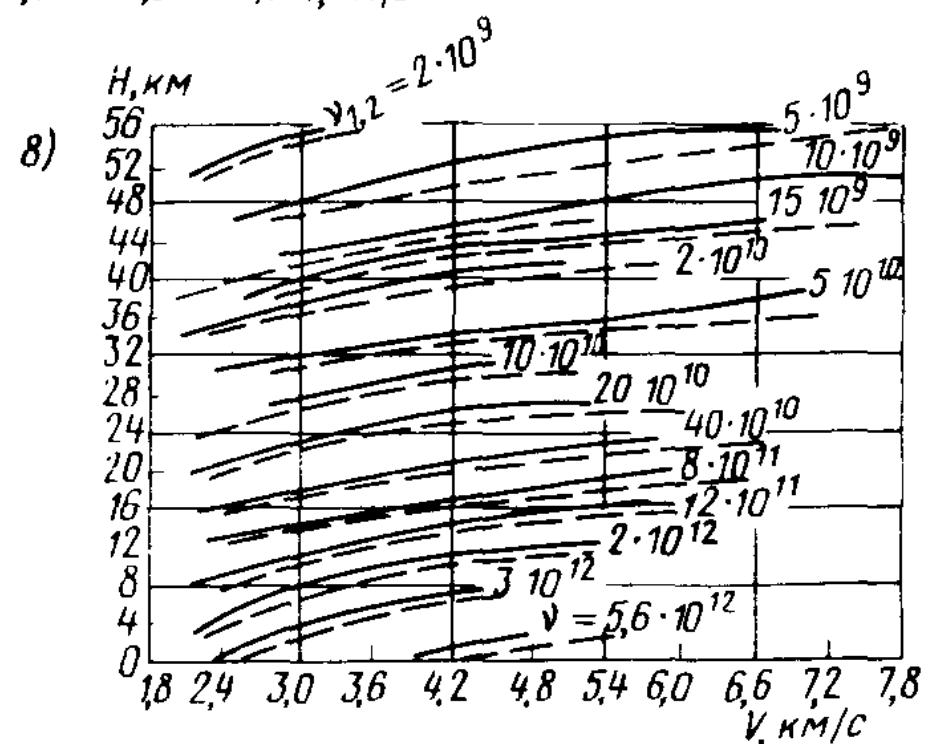
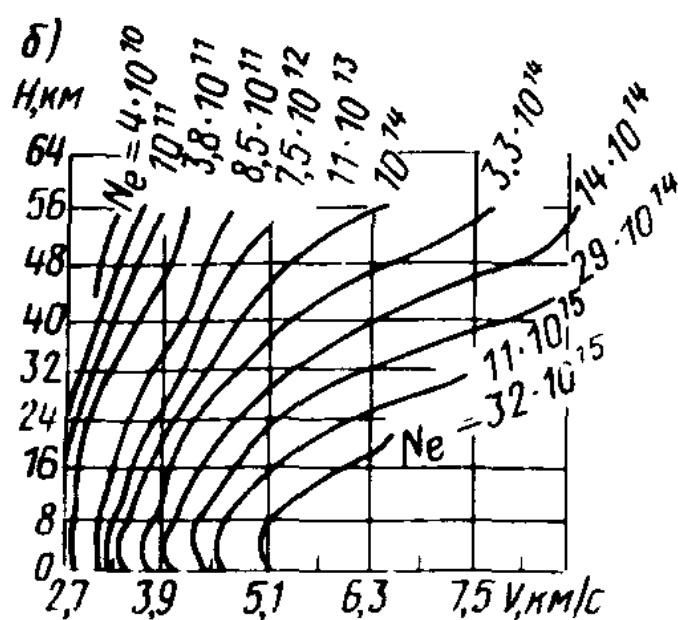
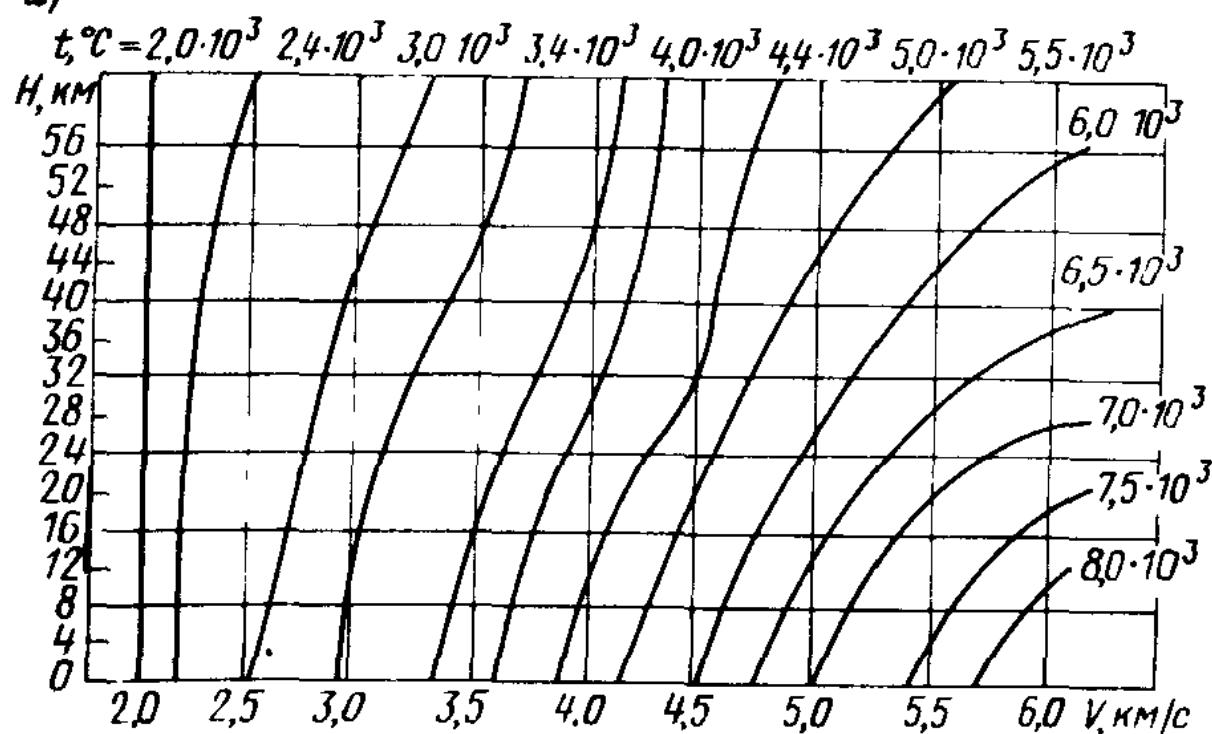


Рис. 1.10. Расчетные значения теплофизических и электрических параметров воздуха в прямом скачке уплотнения для гиперзвукового летательного аппарата: а – температура; б – концентрация электронов; в – частота столкновений.

Таблица 1.3. Результаты расчетов  $N_e$ ,  $\nu$  при  $H = 30,2$  км ( $\delta_1 = 1,334 \cdot 10^{-2}$ )

$V$ , км/с	$T \cdot 10^3$ , К	$\delta_2$	$N_e$	$\lg N_e$	$\nu_2 \cdot 10^{10}$	$\nu_1 \cdot 10^{10}$
2,783	3,0	0,103	$68 \cdot 10^9$	10,832	4,85	5,50
2,972	3,2	0,109	$235 \cdot 10^9$	11,370	5,35	6,05
3,172	3,4	0,116	$800 \cdot 10^9$	11,902	5,80	6,60
3,382	3,6	0,123	$1900 \cdot 10^9$	12,278	6,40	7,25
3,581	3,8	0,128	$4000 \cdot 10^9$	12,600	6,80	7,75
3,760	4,0	0,132	$9,5 \cdot 10^{12}$	12,976	7,25	8,20
3,924	4,2	0,135	$18,2 \cdot 10^{12}$	13,259	7,55	8,55
4,062	4,4	0,136	$35 \cdot 10^{12}$	13,545	7,90	8,90
4,184	4,6	0,137	$58 \cdot 10^{12}$	13,764	8,00	9,05
4,297	4,8	0,138	$90 \cdot 10^{12}$	13,954	8,30	9,40
4,407	5,0	0,138	$120 \cdot 10^{12}$	14,080	8,45	9,50
4,702	5,5	0,140	$3,3 \cdot 10^{14}$	14,519	9,00	10,10
5,074	6,0	0,145	$7,2 \cdot 10^{14}$	14,858	9,75	11,00
5,554	6,5	0,155	$12,0 \cdot 10^{14}$	15,080	10,80	12,20
6,128	7,0	0,166	$12,7 \cdot 10^{14}$	15,104	12,00	13,50
6,769	7,5	0,176	$48 \cdot 10^{14}$	15,682	13,20	14,90
7,429	8,0	0,186	$92 \cdot 10^{14}$	15,964	14,50	16,40

Эти таблицы представляют собой функции  $\rho_2/\rho_1 = f(t, V)$  при  $\delta_1, H = \text{const}$ , где  $\rho_2/\rho_1$  – степень сжатия воздуха ударной волной  $V$  – скорость ударной волны относительно воздуха перед волной;  $H$  – высота над уровнем моря;  $\delta_1 = \rho_1/\rho_0$  – относительная плотность воздуха перед фронтом ударной волны. Фиксируя величины  $H, V, t, \delta_1$ , из [51] определяют  $\rho_2/\rho_1$ , а далее – относительную плотность воздуха за фронтом ударной волны, как  $\delta_2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \delta_1$ . Подставляя полученные результаты в (1.2),

с учетом таблиц концентраций компонент воздуха получают постоянные значения концентраций электронов  $N_e$  в прямом скачке уплотнения [38]. На рис. 1.10, *a, б* представлены расчетные значения постоянных температур и концентраций электронов в прямом скачке уплотнения (в координатах высота  $H$  – скорость  $V$  полета).

Частоты столкновения определяются по формулам:

$$\nu_1 = 1,7 \cdot 10^{11} \delta_2 \sqrt{\frac{T, K}{300}} \text{ для } \omega^2 > \nu^2;$$

$$\nu_2 = 1,5 \cdot 10^{11} \delta_2 \sqrt{\frac{T, K}{300}} \text{ для } \omega^2 < \nu^2,$$

где  $\omega$  – угловая частота сигнала.

Графики, построенные по этим формулам в координатах  $H$  и  $V$ , изображены на рис. 1.10, *в* (сплошные линии для  $\nu_1$ , пунктирные – для  $\nu_2$ ). Для наглядности в табл. 1.3 приведены результаты расчетов для скоростей полета 2,783–7,429 км/с и высоты 30,2 км. Удобство использования полученных графиков для инженерных расчетов обусловлено тем, что, построив на них траектории полетов различных летательных аппаратов, можно оценить теплофизические и электрические параметры воздуха (температуру, плотность, концентрацию и частоту столкновений электронов в плазме) в точке полного торможения по всей траектории полета. Это позволяет приблизенно определить термодинамические характеристики покрытия антennы и оценить влияние плазмы на ослабление излучаемого ею поля. Оценим потери сигнала в такой радиолинии при длине волны  $\lambda = 8$  мм, если траектория полета соответствует спускаемому аппарату сферической геометрии без тормозных устройств. Потерями на отражение в этом диапазоне длин волн можно пренебречь. Коэффициент поглощения  $\alpha$ , дБ/м, рассчитывается по формуле

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu_0 \omega^2}{2}} \left\{ - \left[ \epsilon_0 - \frac{\frac{e^2}{m_e}}{\left( \frac{\omega}{\sqrt{N_e}} \right)^2 + \left( \frac{\nu}{\sqrt{N_e}} \right)^2} \right] + \right.$$

$$+\sqrt{\left[\epsilon_0 - \frac{e^2}{\left(\frac{\omega}{\sqrt{N_e}}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\sqrt{N_e}}\right)^2}\right]^2 + \left[\frac{e^2 \nu}{m_e \sqrt{N_e} \left[\left(\frac{\omega}{\sqrt{N_e}}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\sqrt{N_e}}\right)^2\right]}\right]^2}, \quad (1.3)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ , Гн/м;  $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$  Ф/м;  $m_e = 9,106 \cdot 10^{-31}$  – масса электрона, кг;  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  – заряд электрона, К.

Определив по графикам рис. 10, б, в значения  $N_e$  и  $\nu$  для различных точек траектории, воспользуемся формулой (1.3). Результаты расчета потерь энергии в прямом скачке уплотнения показывают, что наибольшее затухание сигнала при длине волны 8 мм будет иметь место в области высот от 10 до 30 км. Для сферы радиуса, равного 1 м, толщину плазменного образования приближенно можно считать постоянной и равной 10 см. Тогда интегральное поглощение получается путем уменьшения результатов формулы (1.3) в 10 раз и для приведенного интервала высот лежит в пределах 4–12 дБ.

2. После расчета характеристик теплового потока, воздействующего на диэлектрическое покрытие антенны, и определения изменений поверхностной температуры покрытия во время полета [эти зависимости рассчитываются по вышеприведенной методике на основе данных о траектории и форме аппарата или снимаются экспериментально на закрытии в лабораторных условиях], находят распределение температуры по толщине покрытия в каждый момент времени. Рассмотрим методику тепловых расчетов распределения  $t$  по толщине бесконечного диэлектрического слоя в условиях одностороннего равномерного нагрева при равномерном начальном поле температур, неизменных теплофизических параметрах материала, а также при отсутствии теплоотдачи, фазовых и химических превращений [49, 60]. Разместим оси координат  $z$  так, чтобы задача свелась к

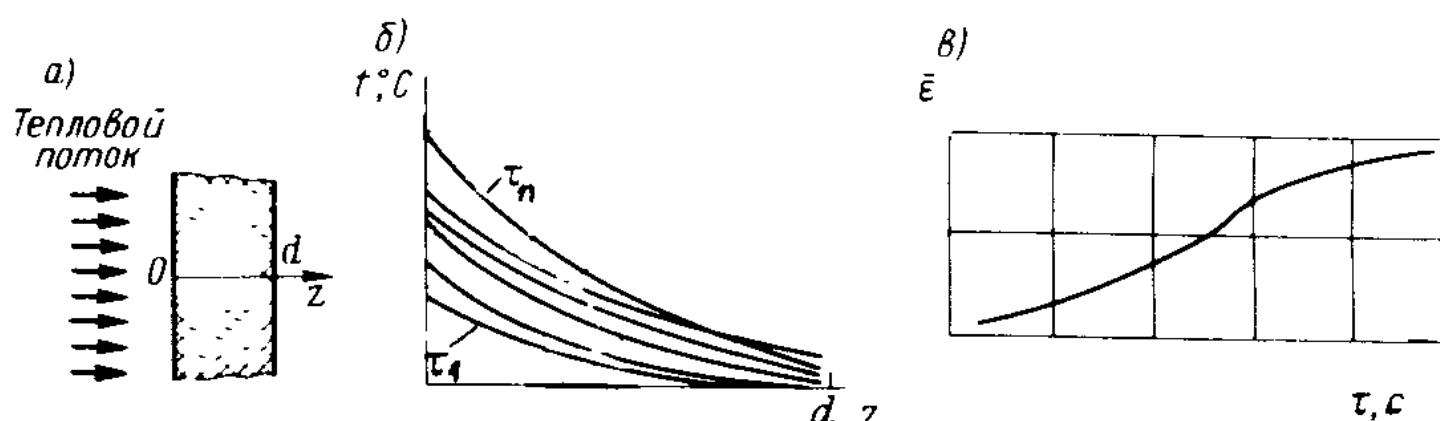


Рис. 1.11. К тепловому расчету диэлектрического покрытия антенны.  
а – расчетная модель; б – распределение температур по толщине покрытия; в – изменение эквивалентной диэлектрической проницаемости.

одномерной (рис. 1.11, *a*). Распределение температуры по толщине слоя в зависимости от времени в этих условиях описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial \Delta t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 \Delta t}{\partial z^2}, \quad (1.4)$$

где  $\Delta t$ , град, – избыточная температура, равная разности температур в момент времени  $\tau$  и начальный момент времени на глубине слоя  $z$ , т. е.  $\Delta t(z, \tau) = t(z, \tau) - t(z, 0)$ ;  $a$  – коэффициент температуропроводности диэлектрика. Границные условия второго рода уравнения (1.4) имеют вид

$$\frac{\partial \Delta t(0, \tau)}{\partial z} = -\frac{q}{\kappa}; \quad \frac{\partial \Delta t(d, \tau)}{\partial z} = 0,$$

где  $q$  – плотность теплового потока на нагреваемой поверхности;  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности диэлектрика;  $t(z, 0)$  – начальное значение (условие).

Решение (1.4) зависит от вида функций  $q(\tau)$ , которая для типичных траекторий гиперзвуковых летательных аппаратов имеет вид показательно степенной функции:

$$q(\tau) = B\tau^m e^{-l\tau}, \quad (1.5)$$

где  $B$ ,  $m$ ,  $l$  – коэффициенты, зависящие от траектории, формы летательного аппарата, материала покрытия и т. д. Используя (1.5), решение (1.4) можно записать в виде

$$\Delta t(\bar{z}, \bar{\tau}) = \frac{\Phi \Theta(\bar{z}, \bar{\tau})}{cg d}, \quad (1.6)$$

здесь  $\Phi$  – полный поток мощности, поглощенный диэлектрическим слоем;  $c$  – удельная теплоемкость диэлектрика;  $q$  – удельный вес диэлектрика;  $\Theta(\bar{z}, \bar{\tau})$  – безразмерная температура, определяемая по формуле

$$\Theta(\bar{z}, \bar{\tau}) = 1 - e^{-m\bar{\tau}} \left\{ \frac{m^m \bar{\tau}^m \sqrt{\frac{m}{F_0}} \cos \left[ \sqrt{\frac{m}{F_0}} (1 - \bar{z}) \right]}{m! \sin \left( \sqrt{\frac{m}{F_0}} \right)} + \sum_{k=0}^{m-1} \frac{(m\bar{\tau})^k}{k!} \right\} + \\ + 2m^{m+1} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{e^{-\pi^2 n^2 F_0 \bar{\tau}}}{(m - \pi^2 n^2 F_0)^{m+1}} - e^{-m\bar{\tau}} \times \right. \\ \left. \times \sum_{k=0}^{m-1} \frac{\bar{\tau}^k}{k! (m - \pi^2 n^2 F_0)^{m+1-k}} \right\} \cos \pi n \bar{z}, \quad (1.7)$$

где  $\bar{\tau}$  – безразмерное время, вводимое так, чтобы максимум плотности теплового потока приходился на  $\bar{\tau} = 1$ , при этом  $\bar{\tau} = \frac{l}{m} \tau$ ;  $F_0$  – критерий

Фурье, который в параметрической форме определяется по формуле  $F_0 = \frac{m}{l} \frac{a}{d^2}$ ;  $\bar{z}$  – безразмерная координата, вводимая так, чтобы толщина

слоя равнялась единице, т. е.  $\bar{z} = z/d$ . Из формулы (1.6) поверхностная температура выражается как

$$\Delta t(0, \bar{\tau}) = \frac{\Phi \Theta(0, \bar{\tau})}{cg d}.$$

Определяя отсюда коэффициент  $\Phi/cgd$  и подставляя его в (1.6), получим зависимость распределения температуры по толщине слоя от поверхностной температуры и параметров материала:

$$\Delta t(\bar{z}, \bar{\tau}) = \Delta t(0, \bar{\tau}) \frac{\Theta(\bar{z}, \bar{\tau})}{\Theta(0, \bar{\tau})}$$

или

$$t(\bar{z}, \bar{\tau}) = t(z, 0) + [t(0, \tau) - t(z, 0)] \frac{\Theta(\bar{z}, \bar{\tau})}{\Theta(0, \tau)}. \quad (1.8)$$

Итак, в рассматриваемом случае расчет распределения температуры по диэлектрическому покрытию антенны сводится к аппроксимации теплового потока, действующего на покрытие, выражением (1.5) или комбинацией таких выражений, расчету на ЭВМ безразмерной температуры (1.7)  $\Theta(\bar{z}, \bar{\tau})$  и определению окончательного выражения в виде (1.8). При малом объеме расчетов целесообразно использовать таблицы для расчета нестационарных температур плоских тел при нагреве излучением.

3. Рассчитав распределение  $t$  по слою в разные моменты времени полета аппарата и аппроксимируя зависимости  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  материала от температуры аналитическими выражениями вида  $\epsilon(t)$  и  $\operatorname{tg} \delta(t)$ , можно получить распределение  $\epsilon(z, \tau)$  и  $\operatorname{tg} \delta(z, \tau)$  по толщине покрытия. Так, для покрытия из плавленого кварца толщиной  $d = 9$  мм при типичной траектории полета, аппроксимация изменения поверхностной температуры производится при  $m = 1$ ,  $m = 3$ . Тогда основные расчетные величины имеют следующие значения:

$m$	$\kappa$ , кал см·с·град	$c$ , кал г·град	$g$ , г $\text{см}^{-3}$	$d$ , мм	$F_0$	$m/l$	$\frac{\Phi}{cg d}$
1	26	0,19	2,2	9	0,2	1,84	1520
3	26	0,19	2,2	9	0,3	1,72	1260

Распределение  $t$  по толщине покрытия для времени полета  $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4, \dots, \tau_n$  с показаны на рис. 1.11, б. Теперь, используя зависимость  $\epsilon(t)$ , приведенную для  $\text{SiO}_2$  на рис. 1.8, можно получить распределение  $\epsilon(z)$  по толщине слоя для каждого момента времени полета  $\tau$ . Линейная зависимость  $\epsilon(t)$  облегчает расчет при ее линейной аппроксимации. Расчет  $\operatorname{tg} \delta(z)$  проводится аналогично.

Для упрощения расчетов характеристик излучения по п. 4 целесообразно определять эквивалентные (иногда средние) параметры  $\bar{\epsilon}$  и  $\operatorname{tg} \delta$  материала покрытия и использовать их вместо сложных распределений  $\epsilon(z)$  и  $\operatorname{tg} \delta(z)$ . Для такого перехода необходимо решать волновое уравнение электромагнитного поля с переменным волновым числом  $k(z)$ . Рассчитанные выше распределения  $\epsilon(z)$  по толщине покрытия представляют собой экспоненциальные функции или их совокупности. Тогда волновое число электромагнитной волны, проходящей через слой с таким неоднородным распределением  $\epsilon(z)$  можно представить в виде следующей аппроксимирующей функции:

$$k^2(z) = k_0^2 \left[ 1 - N \frac{e^{mz}}{1 + e^{mz}} - 4M \frac{e^{mz}}{(1 + e^{mz})^2} \right]; \quad (1.9)$$

волновое уравнение поля будет

$$\nabla^2 E + k^2(z) E = 0, \quad (1.10)$$

где  $k^2(z) = k_0^2 \epsilon(z)$ ;  $k_0$  – волновое число в однородной среде с той стороны от слоя, откуда падает волна;  $m$ ,  $N$ ,  $M$  – постоянные. Решение этого уравнения для составляющей напряженности электрического поля производится путем сопоставления его с соответствующим гипергеометрическим уравнением вида [11]:

$$\frac{d^2 E}{d\xi^2} - \frac{(\alpha + \beta + 1)\xi - \xi}{\xi(1 - \xi)} \frac{dE}{d\xi} - \frac{a\beta}{\xi(1 - \xi)} E = 0, \quad (1.11)$$

где  $a$ ,  $\beta$ ,  $\xi$  – параметры, которые определяются законом изменения диэлектрической проницаемости покрытия;  $\xi$  – переменная. Решение уравнения (1.11) имеет вид

$$E(a, \beta, \xi, \xi) = 1 + \frac{a\beta}{\xi} \xi + \frac{a(\alpha + 1)\beta(\beta + 1)}{1 \cdot 2 \cdot \xi(\xi + 1)} \xi^2 + \\ + \frac{a(\alpha + 1)(\alpha + 2)\beta(\beta + 1)(\beta + 2)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \xi(\xi + 1)(\xi + 2)} \xi^3 + \dots \quad (1.12)$$

С учетом (1.9) параметры  $a$ ,  $\beta$ ,  $\xi$ , входящие в решение гипергеометрического уравнения (1.11), будут определяться следующими выражениями:

$$\alpha = \frac{1}{2} [1 + \sqrt{1 + 4k_1} + \sqrt{1 + 4k_3} - \sqrt{1 + 4(k_1 - k_2)}];$$

$$\beta = \frac{1}{2} [1 + \sqrt{1 + 4k_1} + \sqrt{1 + 4k_3} + \sqrt{1 + 4(k_1 - k_2)}];$$

$$\xi = 1 + \sqrt{1 + 4k_1}; k_1 = (k_0^2 \sin^2 \varphi - k_0^2) \frac{1}{m^2} - \frac{1}{4};$$

$$k_2 = -\frac{k_0^2}{m^2} N; k_3 = -\frac{4k_0^2}{m^2} M;$$

где  $\varphi$  – угол падения волны на слой.

Формула (1.12), которая связана с решением волнового уравнения (1.10), дает возможность найти его во всем интервале изменений  $z$  от  $-\infty$  до  $\infty$ . Из приведенных выражений нетрудно получить значения коэффициентов прохождения  $T$  и отражения  $R$  от слоя, записываемые через гамма-функцию аргументов  $a, \beta, \xi$ :

$$T = \frac{\Gamma(1 - \beta)\Gamma(1 + a - \xi)}{\Gamma(1 - \xi)\Gamma(a - \beta + 1)}; R = \frac{\Gamma(\xi - 1)\Gamma(1 - \beta)\Gamma(1 + a - \xi)}{\Gamma(1 - \xi)\Gamma(\xi - \beta)\Gamma(a)}.$$

Зная эти коэффициенты, для диэлектрического покрытия с произвольным знаком изменения диэлектрической проницаемости  $\epsilon(z)$  можно ему в соответствие поставить диэлектрический слой толщиной  $d$  с постоянным значением диэлектрической проницаемости по толщине  $\bar{\epsilon}$ , при котором получим те же значения коэффициентов отражения и прохождения. Так, в случае нормального падения электромагнитной волны на слой будем иметь

$$\frac{\bar{\epsilon} - 1}{2\sqrt{\bar{\epsilon}}} \sin \left( \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\bar{\epsilon}} \right) = \left| \frac{R}{T} \right|,$$

и из полученного выражения может быть определена величина  $\bar{\epsilon}$ .

Найдя по данной методике  $\bar{\epsilon}$  для каждого распределения  $\epsilon(z)$ , соответствующего рассматриваемым значениям времени полета, можно рассчитать  $\bar{\epsilon}$  в функции времени полета. На рис. 1.11, в представлен график изменения  $\bar{\epsilon}$  кварцевого покрытия в зависимости от времени полета аппарата, из которого видно, что  $\bar{\epsilon}$  изменяется в пределах 3,7–3,9.

4. Полученная зависимость позволяет в соответствии с п. 4 рассчитать характеристики излучения и их девиации с учетом изменяющихся свойств диэлектрического покрытия антенны в условиях теплового воздействия. Теперь задача формулируется следующим образом. Имеется излучающий

раскрыв антенны, перед которым находится диэлектрический слой толщиной  $d$  с известными значениями  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$ , и необходимо определить характеристики излучения.

Если при расположении слоя в дальней зоне излучения решение базируется на приближении геометрической оптики, то исследование характеристик излучения апертур, расположенных на бесконечном проводящем экране, покрытом слоем диэлектрика, намного сложнее. В этом случае для расчета диаграммы направленности часто используют преобразование Фурье от распределения поля в раскрыве антенны с последующим применением граничных условий на поверхностях раздела сред. Если распределение поля в раскрыве считается известным, то полученный в результате такого расчета интеграл решается методом перевала. Когда распределение поля в раскрыве антенны является функцией параметров диэлектрического слоя, задача приводит либо к интегральным уравнениям, либо решается вариационными методами. Вариационные методы широко используются при расчете входной проводимости антенн с покрытиями.

Аналитический метод расчета имеет существенные недостатки, обусловленные малой достоверностью информации о реальных физических процессах, происходящих в диэлектрическом покрытии. Так, при учете теплового воздействия основные ошибки вызваны погрешностями в определении параметров набегающего потока и поверхностной температуры покрытия, распределения температуры по толщине, эквивалентных параметров покрытия по температурным зависимостям, а также погрешностью, присущей самому методу электродинамического расчета характеристик излучения. Этот метод не позволяет, например, учесть плавление материала покрытия, реакции физико-химического взаимодействия его с набегающим потоком и т. д. Учесть расчетным методом распределение влаги по массе материала также достаточно трудно, а иногда невозможно.

Поэтому в случае использования в качестве покрытий материалов с неизвестными электрическими параметрами  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  или известных материалов, изменение свойств которых невозможно учесть расчетным путем из-за сложного взаимодействия с внешней средой, необходимо проводить экспериментальные исследования диэлектрических покрытий в условиях, адекватных внешнему воздействию.

**Экспериментально-расчетный метод.** В основе этого метода лежит расчет характеристик излучения антенн с диэлектрическими покрытиями, эквивалентные электрические параметры которых получены экспериментально. Метод предусматривает решение следующих задач:

1) экспериментальное определение эквивалентных электрических параметров  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  материала покрытия в условиях, адекватных внешнему воздействию (например, воздействие морской воды в течение исследуемого интервала времени, тепловое и рентгеновское воздействия и т. д.);

2) расчет характеристик излучения антенны с диэлектрическим покрытием, параметры которого соответствуют экспериментально полученным в п. 1.

Измерение параметров диэлектрического покрытия осуществляется при воспроизведении требуемых эксплуатационных условий. Достоверность результатов измерений возрастает, если берутся экстремальные внешние воздействия. Точность расчетов зависит от точности воспроизведения на покрытии реальных внешних воздействий, схемных ошибок измерительной установки, погрешности, присущей самому методу электродинамического расчета характеристик излучения.

Рассмотрим одну из возможных реализаций этого метода. Известно, что фаза коэффициента прохождения плоской волны, нормально прошедшей через однородный изотропный плоский диэлектрик с малыми потерями, определяется выражением

$$\varphi = -\arctg \left[ \frac{\tilde{\epsilon} + 1}{2\sqrt{\tilde{\epsilon}}} \operatorname{tg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\tilde{\epsilon}} d \right) \right].$$

Если после измерения  $\varphi$ , проведенного на диэлектрическом образце, подвергающемся одностороннему внешнему воздействию, формально воспользоваться этой формулой, то, разрешая ее относительно диэлектрической проницаемости, можно определить  $\tilde{\epsilon}$ . Это позволит рассчитать диаграмму направленности и входное сопротивление антенны.

Необходимо отметить, что и аналитический и экспериментально-расчетный методы включают в себя электродинамический расчет характеристик излучения антенны, в раскрыте которой расположено диэлектрическое покрытие. Этот расчет для различных типов излучателей и структур покрытий приведен в гл. 2 и 3. Рассмотренные методы используются при прогнозировании работы антенны с учетом внешних воздействий.

**Экспериментальный метод.** В ряде случаев из-за ограниченности аналитических моделей и невозможности учета конструктивных особенностей антенны этот метод является единственным возможным. Он предусматривает решение следующих задач:

- 1) экспериментальные исследования и отработка антенн в обычных лабораторных условиях;
- 2) экспериментальные исследования в лабораторных условиях, адекватных натурному внешнему воздействию;
- 3) экспериментальные исследования в натурных условиях.

На первом этапе производится доводка основных узлов антенн, рассчитанных аналитическим или экспериментально-расчетным методами. Эти работы осуществляются в обычных климатических условиях и представляют собой экспериментальные исследования характеристик излучения антенн как с покрытием, так и без него, нахождение их оптимальных параметров после ряда доводок. Трудность исследования здесь связана с технологической сложностью изготовления некоторых антенн малых размеров с высокой точностью (например, миллиметрового диапазона длин волн).

На втором этапе исследуют антенны при воспроизведении в лаборатории условий, тождественных внешним воздействиям. Здесь точность результатов зависит от точности воспроизведения на антenne реальных внешних воздействий и не зависит от погрешностей аналитического метода. Он включает в себя разработку методики исследований, построение аппаратуры для измерения характеристик излучения антенн с диэлектрическими покрытиями, аппаратуры воспроизведения и контроля внешних воздействий.

Третий этап – установка антенн на объект и их проверка функционирования в различных условиях эксплуатации. Это наиболее дорогостоящие исследования, и поэтому их количество сводят к минимуму.

### § 1.5. Возбуждение диэлектрических покрытий антенн

Как было показано в § 1.4, при проектировании антенн с диэлектрическими покрытиями основной задачей является расчет их характеристик излучения. Задача о расчете поля антennы сводится к нахождению решения уравнений Максвелла, удовлетворяющего граничным условиям и заданному распределению сторонних источников. Как правило, антennы с диэлектрическими покрытиями представляют собой различные волноводные излучатели, апертуры которых в проводящем экране покрыты слоем диэлектрика. Для выяснения особенностей излучения антenn определим условия возбуждения их диэлектрических покрытий.

Антенну с диэлектрическим покрытием рассмотрим в виде излучающей апертуры в бесконечном проводящем экране, покрытом слоем диэлектрика (рис. 1.12). Предположим, что электрическое поле в излучающей апертуре  $D$  направлено во всех точках вдоль оси  $y$  и не зависит от координаты  $y$ , т. е.  $E = E_y(x, z)$ . Метод преобразования Фурье от распределения поля в раскрытии антennы с последующим применением граничных условий на поверхности раздела сред часто применяются для исследования

характеристик излучения апертур, расположенных на бесконечном проводящем экране, покрытом слоем диэлектрика. Используя преобразование Фурье, записываем

$$E_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(h, x) e^{ihz} dh, \quad (1.13)$$

где

$$G(h, x) = \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, z) e^{-ihz} dz; \quad (1.14)$$

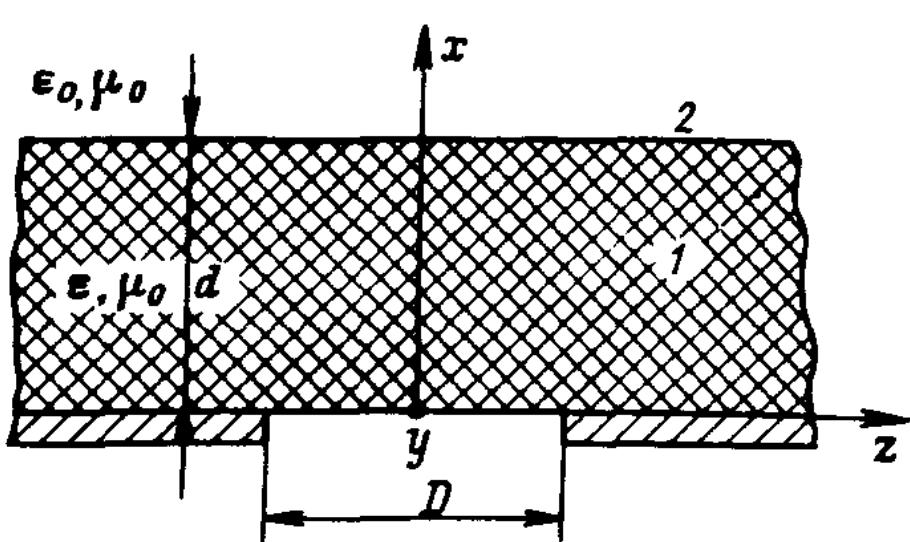


Рис. 1.12. Излучающая апертура с диэлектрическим покрытием.

$h$  – постоянная распространения парциальной плоской волны в направлении оси  $z$ .

Функция  $G(h, x)$ , определяемая выражением (1.14), удовлетворяет одномерному волновому уравнению

$$\frac{d^2 G(h, x)}{dx^2} + \beta^2 G(h, x) = 0, \quad (1.15)$$

где  $\beta = \sqrt{k^2 - h^2}$  – постоянная распространения парциальной волны внутри слоя.

Постоянная распространения парциальной волны над слоем:  $\beta_0 = \sqrt{k_0^2 - h^2}$ .

Волновое число свободного пространства:  $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} = \frac{\omega}{c}$ .

Волновое число для слоя:  $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon}$ , где  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость слоя;  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Границные условия для рассматриваемой задачи представляются в виде  $G(h, 0) = G_0(h)$  при  $x = 0$ ;  $G$  и  $\frac{\partial G}{\partial x}$  непрерывны при  $x = d$ . Здесь

$G_0(h)$  – преобразование Фурье от функции распределения электромагнитного поля в излучающей апертуре.

Решение волнового уравнения (1.15) для областей 1 и 2 (см. рис. 1.12) рассматриваемого пространства (рис. 1.12) можно представить в виде

$$G_1(h, x) = B(h) e^{i\beta x} + C(h) e^{-i\beta x}; \quad (1.16)$$

$$G_2(h, x) = A(h) e^{i\beta_0 x}. \quad (1.17)$$

Подстановка выражений (1.16), (1.17) в граничные условия позволяет написать

$$G_0(h) = B(h) + C(h);$$

$$A(h) e^{i\beta_0 d} = B(h) e^{i\beta d} + C(h) e^{-i\beta d};$$

$$A(h) e^{i\beta_0 d} \beta_0 = B(h) e^{i\beta d} \beta - C(h) e^{-i\beta d} \beta.$$

Из полученных соотношений путем несложных преобразований определяем величины  $A(h)$ ,  $B(h)$ ,  $C(h)$ , необходимые для расчета электрического поля по формуле (1.13):

$$A(h) = \frac{G_0(h) e^{-i\beta_0 d}}{\cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d}; \quad (1.18)$$

$$B(h) = \frac{\beta + \beta_0}{2\beta} \frac{G_0(h) e^{-i\beta d}}{\cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d}; \quad (1.19)$$

$$C(h) = \frac{\beta - \beta_0}{2\beta} \frac{G_0(h) e^{i\beta d}}{\cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d}. \quad (1.20)$$

Подстановка (1.18) в выражения (1.17) и (1.13) позволяет найти электромагнитное поле в свободном пространстве [19]:

$$E_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G_0(h) e^{-i\beta_0 d}}{\cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d} e^{i(\beta_0 x + hz)} dh. \quad (1.21)$$

При определении поля излучения антенн, защищаемых от внешних воздействий диэлектрическими покрытиями, необходимо учитывать возникающие поверхностные электромагнитные волны на таких покрытиях. Причем при достаточно большой электрической толщине диэлектрика поверхностные волны могут включать в себя до 50% подводимой мощности [73]. Условие их возникновения определяются при вычислении полюсов подынтегральной функции выражения (1.21). Эти полюса соответствуют решению уравнения

$$\cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d = 0. \quad (1.22)$$

Нахождение действительных корней этого уравнения производится графически. Методика графического решения приведена в работах [8, 55] и сводится к следующему. Так как  $k > h > k_0$ , то  $\beta_0$  – чисто мнимая величина и ее можно обозначить как  $\beta_0 = ig$ . Условием действительности корней уравнения (1.22) считается

$$(\beta d)^2 + (gd)^2 = \left( \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{\epsilon - 1} \right)^2 = R^2 = \text{const}, \quad (1.23)$$

и его решение строится в координатах  $\beta d$  и  $gd$ . Уравнение (1.22) преобразуется к виду

$$gd = -\beta d \operatorname{ctg} \beta d. \quad (1.24)$$

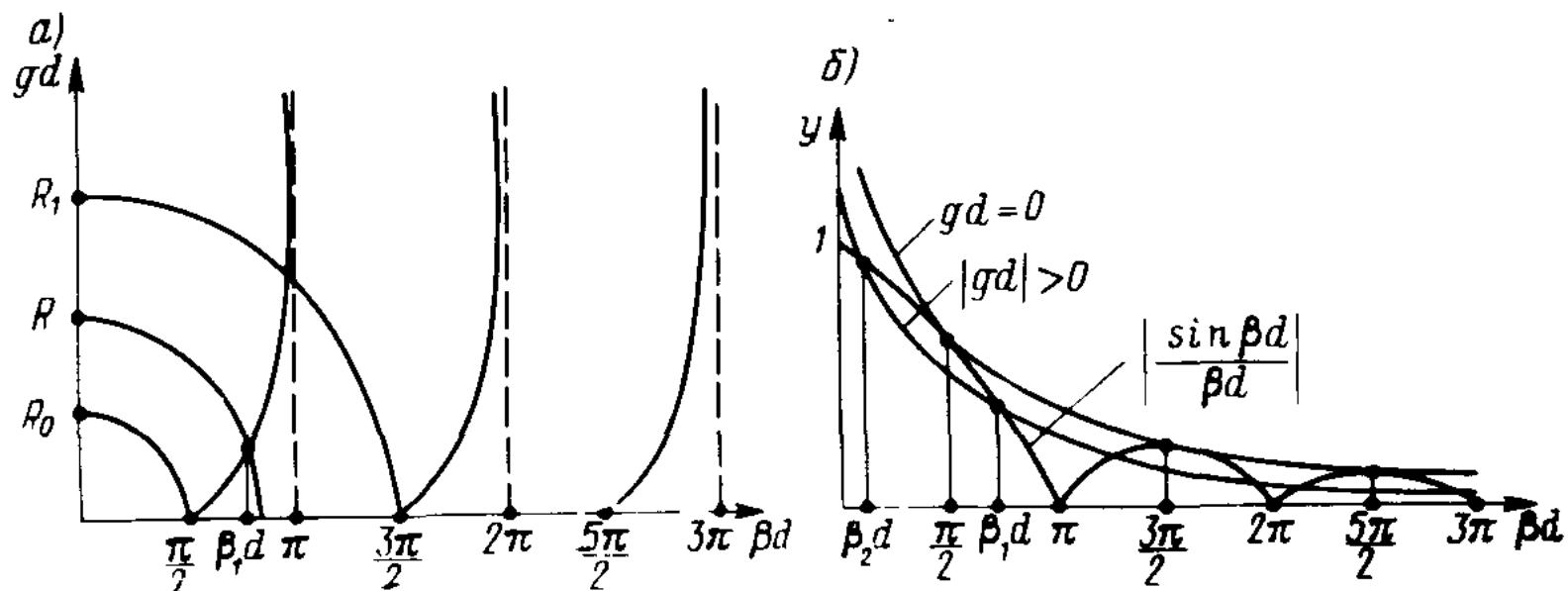


Рис. 1.13. Графическое определение волновых чисел электромагнитных поверхностных волн: *a* – в координатах  $gd$ ,  $\beta d$ ; *б* – в координатах  $y$ ,  $\beta d$ .

На рис. 1.13, *a* построены графики для выражений (1.23) и (1.24). Из построения видно, что граничными точками возникновения общих корней этих уравнений являются

$$gd = 0, \beta d = n\pi + \frac{\pi}{2}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1.25)$$

При постепенном увеличении  $R^2$  значения корней изменяются, так, например, при  $R_1 > R > R_0$  значения корня  $\beta_1 d$ .

Графическое решение уравнения (1.22) можно производить и в других координатах. Для этого преобразуем его следующим образом:

$$\cos \beta d = i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d;$$

$$1 - \sin^2 \beta d = - \left( \frac{\beta_0}{\beta} \right)^2 \sin^2 \beta d;$$

$$\sin^2 \beta d = \frac{1}{1 - \left( \frac{\beta_0}{\beta} \right)^2}.$$

Разделим обе части последнего выражения на  $(\beta d)^2$  и извлечем квадратный корень, тогда

$$\frac{\sin \beta d}{\beta d} = \pm \frac{1}{\sqrt{(\beta d)^2 - (\beta_0 d)^2}}.$$

Обозначим, как и в (1.24),  $\beta_0 = ig$  и запишем полученное уравнение в виде

$$\frac{\sin \beta d}{\beta d} = \pm \frac{1}{\sqrt{(\beta d)^2 + (gd)^2}}. \quad (1.26)$$

Условие (1.23) остается в том же виде. Теперь решение уравнения (1.26) нецелесообразно строить в координатах  $\beta d$  и  $gd$ , так как обе эти величины входят в него в неявном виде, имеет смысл использовать новые координаты, считая  $gd$  постоянным параметром. Необходимо отметить, что в этом случае точность определения волновых чисел поверхностных волн

повышается при толщинах покрытий, близких к  $d = n \frac{\lambda}{2} \frac{1}{\sqrt{\epsilon - 1}}$ , по сравнению с системой координат, использованной при решении уравнений (1.24), из-за уменьшения крутизны кривых в точках пересечения.

Для получения решений (1.22) в новых координатах обозначим

$$y = \frac{\sin \beta d}{\beta d}; \quad (1.27)$$

$$y = \pm \frac{1}{\sqrt{(\beta d)^2 + (gd)^2}} \quad (1.28)$$

и построим на рис. 1.13, б данные функции в координатах  $y$  и  $\beta d$  при постоянных значениях  $gd$ . Следовательно, кривые (1.28) при увеличении  $gd$ , начиная от  $gd = 0$ , будут сдвигаться влево. Кроме того, чтобы не потерять ряд корней, необходимо произвести построение как положительных, так и отрицательных ветвей кривых (1.28). Этого можно избежать, если построить функцию

$$\left| \frac{\sin \beta d}{\beta d} \right|$$

Корни уравнения (1.26) получаются сразу при

$gd = 0$ , и они равны  $\beta d = n\pi + \frac{\pi}{2}$ ,  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ , что совпадает с выражением (1.25).

В этом случае они не зависят от условия (1.23). При увеличении  $gd$  количество точек пересечения функций (1.27) и (1.28) растет, причем корни  $\beta_2 d$  сдвигаются влево от начальных значений, а корни  $\beta_1 d$  вправо. Из физических соображений интересуются только правыми корнями. Это можно доказать из условия  $k > h > k_0$ . Так, из выражений (1.23) и

(1.28) следует, что  $y^2 = \frac{1}{R^2}$ , поэтому если  $gd$  – вещественно, то при увеличении как  $\beta d$ , так и  $gd$  величина  $y$  должна уменьшаться, если же  $gd$  –

мнимая величина, то при увеличении  $\beta d$  и  $gd$  у может вести себя неоднозначно. Отсюда ясно, что вещественным  $gd$ , т. е. вещественным  $h$ , и условию  $k > h > k_0$  соответствуют корни  $\beta_1 d$ . Таким образом, полученное решение аналогично данному в работе [55]. Отличие состоит лишь в том, что первое строилось в координатах  $\beta d$ ,  $gd$  и величина  $R$  была параметром,

а второе строится в координатах  $\beta d$ ,  $y = \frac{1}{R}$ , и  $gd$  – параметр. Отметим,

что удвоение числа корней при возрастании  $|gd|$  имеет место и в первом случае, если учитывать смежную четверть координат. Эти корни в [55] тоже не рассматриваются, как не удовлетворяющие физическим условиям.

Распределение поля поверхности волны характеризуется экспоненциальным уменьшением его амплитуды при удалении от диэлектрического покрытия вдоль координаты  $x$ . Поверхностная волна распространяется

вдоль диэлектрика (координата  $z$ ) с коэффициентом замедления  $\eta = \frac{c}{v}$ ,

локализуясь у границы раздела покрытия со свободным пространством. Название „поверхностная волна” выражает то, что поле подобных волн сосредоточено вблизи поверхности. Распространение поверхностных волн связано с явлением полного внутреннего отражения при падении плоской волны из диэлектрика 1 на плоскую границу раздела с воздухом 2 (см. рис. 1.12). Эта волна отражается от границы раздела диэлектрика со свободным пространством и проводящего экрана с диэлектриком. В соответствии с концепцией парциальных плоских волн они не проходят в воздух, а лишь индуцируют в нем поля, экспоненциально убывающие от поверхности из-за того, что угол падения на границу раздела больше угла полного внутреннего отражения [66]. Поле локализуется у границы раздела при  $\eta > 1$  (медленные волны), при  $\eta < 1$  поле представляет собой плоскую волну, распространяющуюся под углом  $\theta$  ( $\cos \theta = \eta$ ) к границе раздела.

Возбужденная поверхность волна существенно влияет на характеристики излучения антенн с диэлектрическими покрытиями. Она может отражаться от различных неоднородностей в структуре покрытия, от деталей крепления покрытия и попадать на раскрыив антенны. При конечных размерах покрытия поверхность волна, переизлучаясь вследствие дифракции на кромках, изменяет диаграмму направленности антennы. Количество типов волн, возбуждаемых на покрытии, можно определить из выражений  $d < n\lambda/2\sqrt{\epsilon - 1}$  для волн типа  $E$  и  $d < (2n + 1)\lambda/4\sqrt{\epsilon - 1}$  для волн типа  $H$ , где  $n$  – индекс при типе волны. На рис. 1.14 представлены графики

решения уравнения (1.22) для покрытий с толщинами  $\frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon}}$ ,  $\frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon}}$ ,  $\frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$

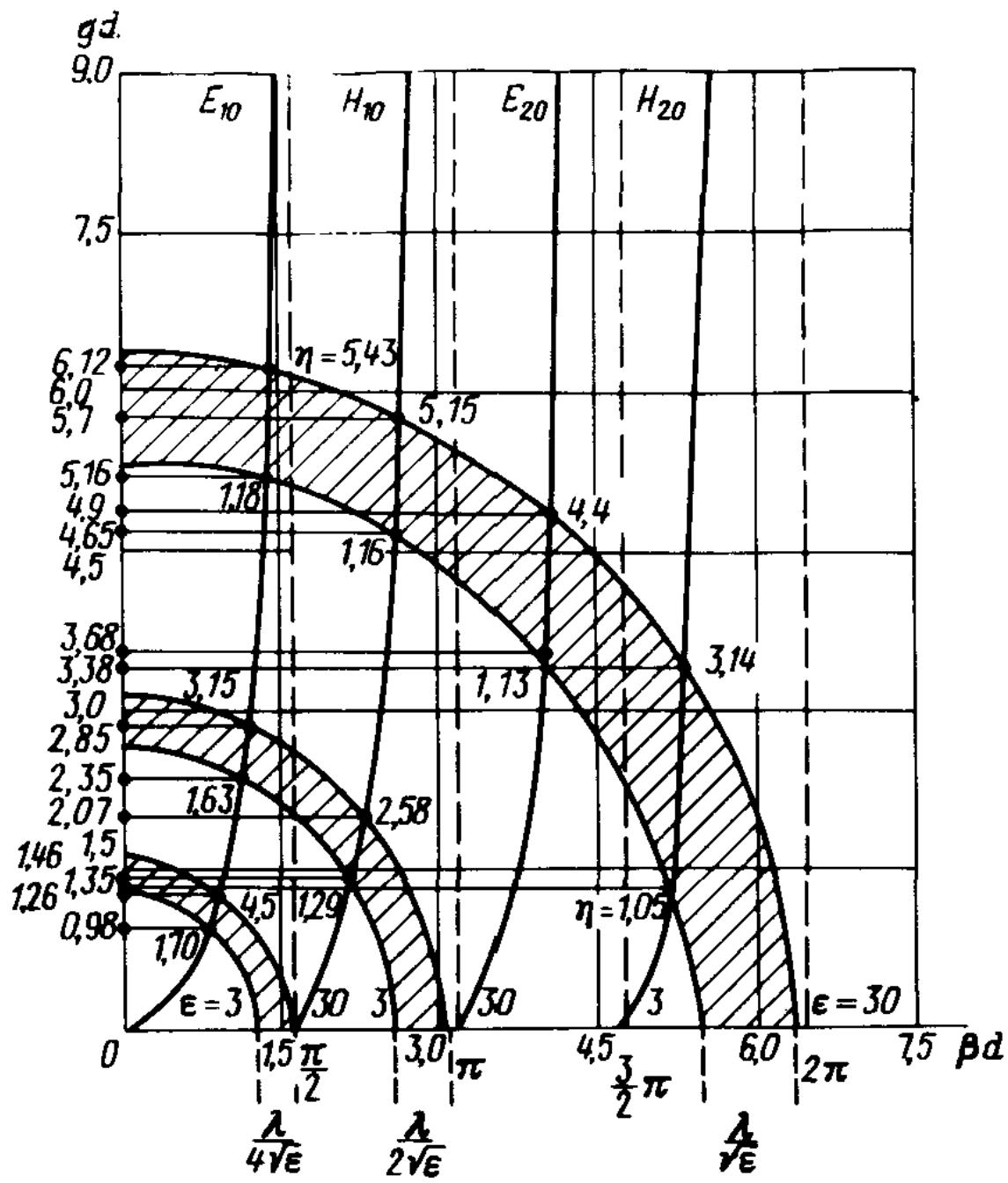


Рис. 1.14. Графическое решение дисперсионного уравнения для покрытий с толщинами  $\frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon}}, \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon}}, \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$  и диэлектрической проницаемостью от 3 до 30.

и с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon = 3 \div 30$ . Видно, что в диапазоне изменения значений диэлектрической проницаемости от 3 до 30 для  $d = \frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon}}$  возможно существование только волн типа  $E_{10}$  и  $H_{10}$ , а для  $d = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$  – волн  $E_{10}$ ,  $H_{10}$ ,  $E_{20}$  и  $H_{20}$ .

Мощность поверхностной волны, распространяющейся вдоль покрытия, характеризуется продольной составляющей вектора Пойнтинга [12]

$$\Pi_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [E_x H_y^* - E_y H_x^*],$$

а составляющие векторов для волн типа  $E$  находятся из выражений, приведенных в работе [17]:

для области 1 (диэлектрическое покрытие, см. рис. 1.12)

$$E_{x1} = H_0 \frac{120\pi\eta}{\epsilon} \frac{\cos(k_0 x \sqrt{\epsilon - \eta^2})}{\cos(k_0 d \sqrt{\epsilon - \eta^2})} e^{-k_0 d \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-ik_0 \eta z};$$

$$H_{y1} = H_0 \frac{\cos(k_0 x \sqrt{\epsilon - \eta^2})}{\cos(k_0 d \sqrt{\epsilon - \eta^2})} e^{-k_0 d \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-ik_0 \eta z};$$

для области 2 (свободное пространство)

$$E_{x2} = H_0 120\pi\eta e^{-k_0 x \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-ik_0 \eta z};$$

$$H_{y2} = H_0 e^{-k_0 x \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-ik_0 \eta z}.$$

Аналогично записываются выражения для составляющих векторов волн  $H$  типа  $E_y$ ,  $H_x$ :

$$E_{y1} = E_0 \frac{\sin(k_0 x \sqrt{\epsilon - \eta^2})}{\sin(k_0 d \sqrt{\epsilon - \eta^2})} e^{-k_0 d \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-ik_0 \eta z};$$

$$H_{x1} = -\frac{E_0 \eta}{120\pi} \frac{\sin(k_0 x \sqrt{\epsilon - \eta^2})}{\sin(k_0 d \sqrt{\epsilon - \eta^2})} e^{-k_0 d \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-ik_0 \eta z};$$

$$E_{y2} = E_0 e^{-k_0 x \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-ik_0 \eta z};$$

$$H_{x2} = -\frac{E_0 \eta}{120\pi} e^{-k_0 x \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-ik_0 \eta z}.$$

Опуская промежуточные выкладки, запишем конечные формулы для расчета мощности поверхности волны, переносимой по покрытию  $P_1$ , в окружающем пространстве  $P_2$  и в слое воздуха толщиной  $\Delta x$  над диэлектриком  $P_{12}$ . Для  $E$ -волн они имеют вид

$$P_1 = \frac{30\pi\eta d}{\epsilon} e^{-2k_0 d \sqrt{\eta^2 - 1}} |H_0|^2 \left[ 1 + \operatorname{tg}^2(k_0 d \sqrt{\epsilon - \eta^2}) + \right. \\ \left. + \frac{\operatorname{tg}(k_0 d \sqrt{\epsilon - \eta^2})}{k_0 d \sqrt{\epsilon - \eta^2}} \right]; \quad (1.29)$$

$$P_2 = \frac{60\pi\eta |H_0|^2}{k_0 \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-2k_0 d \sqrt{\eta^2 - 1}}; \quad (1.30)$$

$$P_{12} = \frac{60\pi\eta |H_0|^2}{k_0 \sqrt{\eta^2 - 1}} e^{-2k_0 d \sqrt{\eta^2 - 1}} (1 - e^{-2k_0 \Delta x \sqrt{\eta^2 - 1}}). \quad (1.31)$$

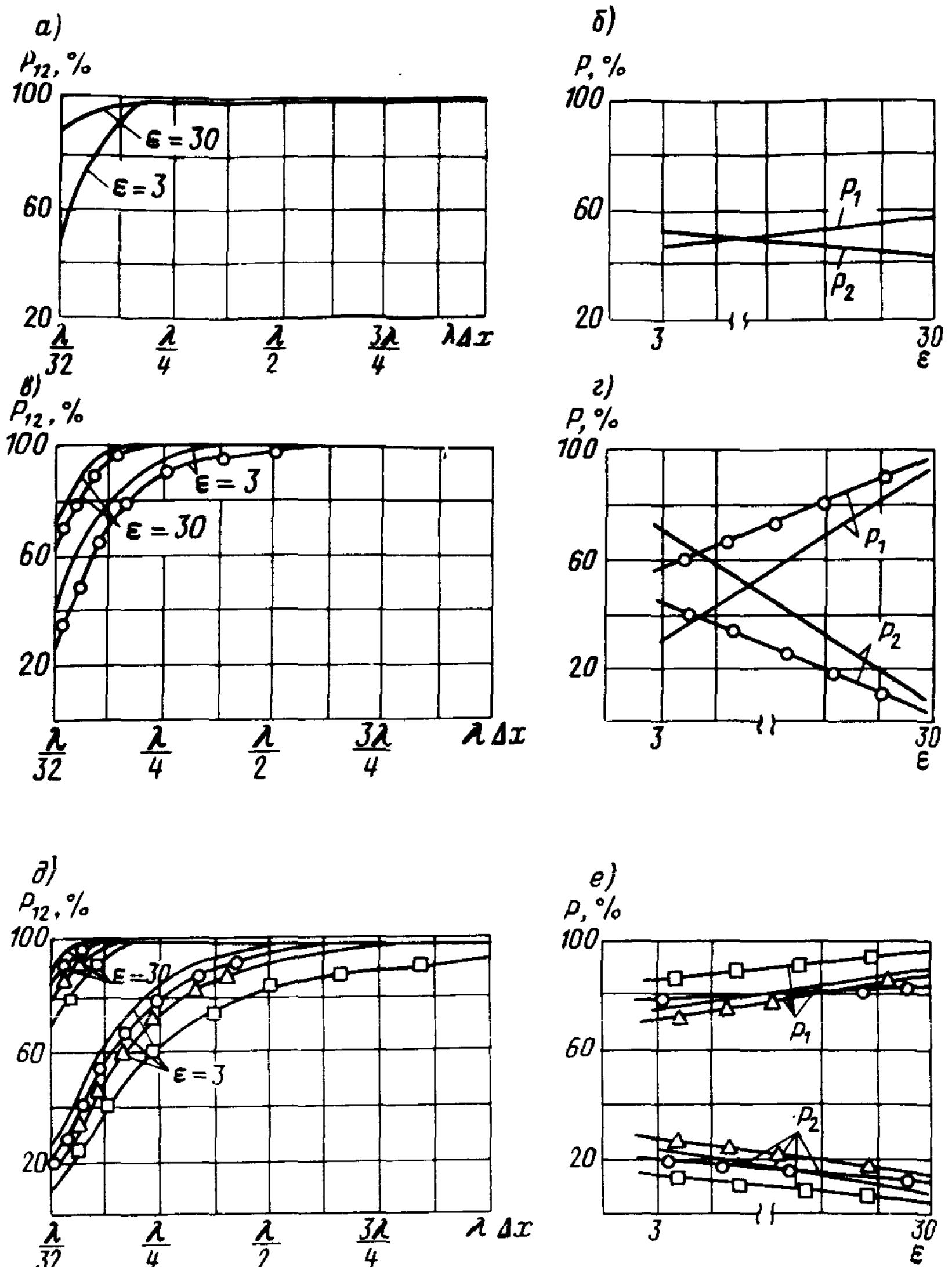


Рис. 1.15. Мощность поверхностной волны, переносимой: *a*, *b*, *d* – в слое воздуха  $P_{12}$  толщиной  $\Delta x$  над покрытиями с  $\epsilon = 3, 30$  и толщинами, равными соответственно  $\frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon}}, \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon}}, \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$ ; *b*, *c*, *e* – в окружающем пространстве  $P_2$  и по покрытию  $P_1$  в зависимости от  $\epsilon$  для аналогичных толщин.

— — — тип волны  $E_{10}$ ; о-о-о —  $H_{10}$ ; Δ-Δ-Δ-Δ- $E_{20}$ ; □-□-□-□- $H_{20}$ .

Зависимости для  $H$ -волн имеют аналогичный характер. Анализируя результаты расчетов (рис. 1.15) по формулам (1.29)–(1.31) для покрытий с толщинами  $\frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon}}$ ,  $\frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon}}$ ,  $\frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$  в диапазоне изменения  $\epsilon$  от 3 до 30, можно сделать следующие выводы: чем больше электрическая толщина покрытия, тем больший процент мощности от суммарной мощности поверхностной волны распространяется в материале; 97% мощности поверхностной волны, переносимой по воздуху сконцентрировано над покрытием в слое толщиной  $\Delta x = \frac{\lambda}{2}$  для  $d = \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon}}$  и толщиной  $\Delta x = \lambda$  для  $d = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$ .

$= \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$ , причем наибольшая интенсивность наблюдается у самого покрытия,

а с увеличением расстояния от него происходит затухание по экспоненте; чем больше диэлектрическая проницаемость материала покрытия, тем интенсивнее происходит затухание поверхностной волны с увеличением расстояния от покрытия.

Для учета влияния конечных размеров покрытия на характеристики излучения антенны  $D$  необходимо решать задачу рассеяния поверхностной волны ( $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ ) на полубесконечном слое, лежащем на проводящем экране (рис. 1.16, а). В соответствии с данными работы [77] для этого левое и правое полупространства от оси  $x$  рассматриваются как два различных волновода, соединенных вместе в плоскости  $xy$ , где заканчивается

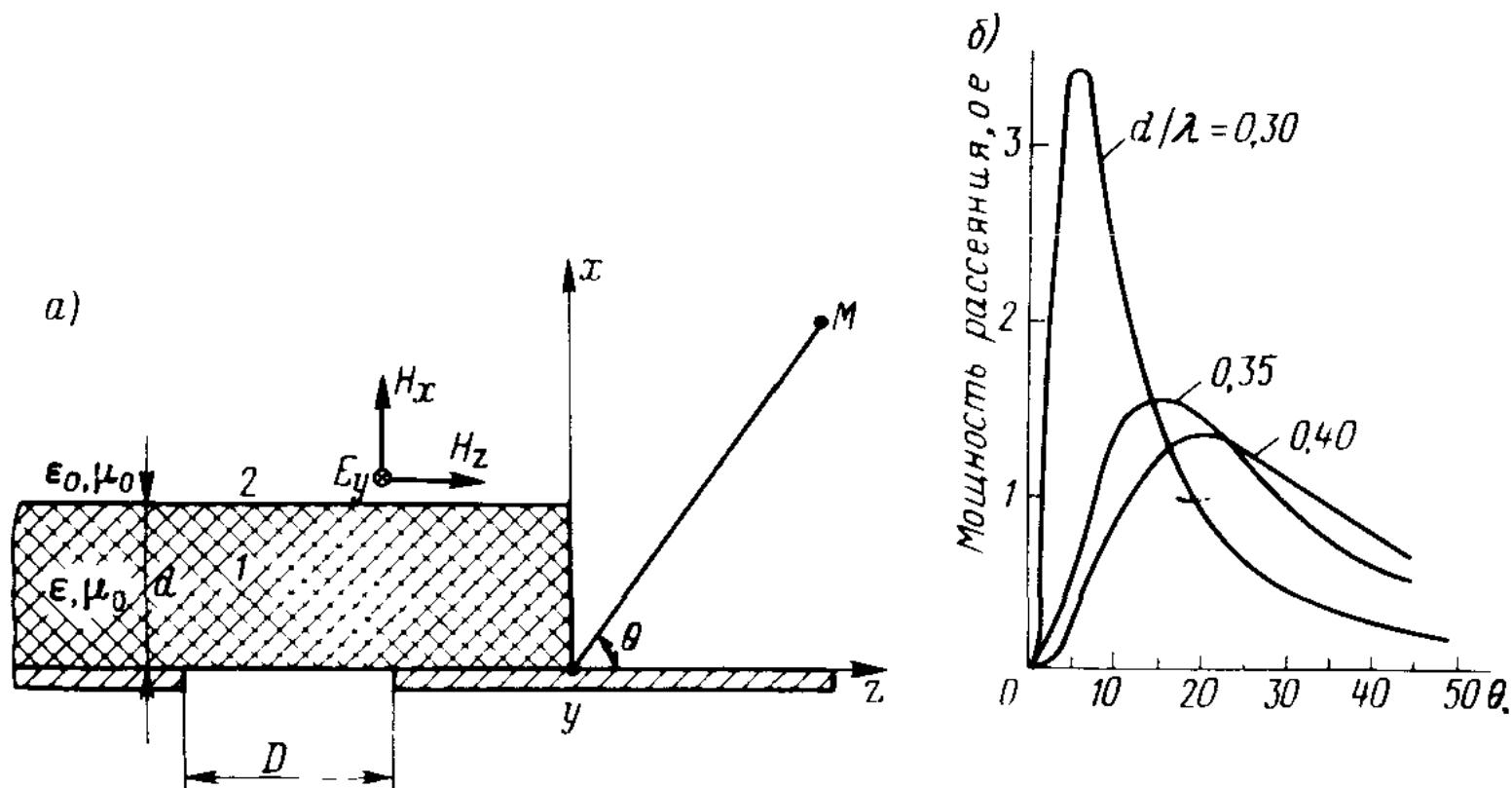


Рис. 1.16. Рассеяние поверхностной волны на диэлектрическом покрытии конечных размеров: а – апертура с диэлектрическим покрытием конечных размеров; б – диаграмма рассеяния поверхностной волны на торце покрытия при разных толщинах.

диэлектрический слой. Записывая спектры мод для каждого из волноводов, составляют интегральные уравнения для электрического и магнитного полей. Их решение позволяет получить выражение для поля поверхностной волны, рассеянной концом слоя. На рис. 1.16, б приведены диаграммы рассеяния поля в дальней зоне из-за конечных размеров диэлектрического покрытия для разных толщин ( $\epsilon = 1,81$ ). По оси ординат отложена средняя мощность, рассеянная в направлении угла  $\theta$  и нормированная к мощности поверхностной волны.

Произведенный краткий анализ процесса возбуждения поверхностных волн на диэлектрических покрытиях антенн позволяет сделать вывод о том, что поверхностные волны определяют потери в антенне из-за их значительной мощности; изменяют входное сопротивление антенны; могут изменять распределение поля в апертуре из-за отражений от различных неоднородностей в структуре покрытия и от деталей крепления; могут быть причиной паразитных излучений из-за конечных размеров покрытия.

## Глава 2 РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ОДНОРОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН

---

### § 2.1. Особенности представления электромагнитных полей во внешнем полупространстве

Аналитический и экспериментально-расчетный методы исследования антенн с диэлектрическими покрытиями включают в себя расчет влияния покрытия на характеристики излучения. Для раскрыва, излучающего через диэлектрическое покрытие в плоском бесконечном проводящем экране, функцию Грина внешнего полупространства удается построить в виде преобразования Фурье. В качестве антенн часто используются волноводные, и для них решение уравнения Максвелла можно представить в виде разложения по собственным волнам волновода. В этом случае непрерывное спектральное представление поля во внешнем полупространстве нельзя проинтегрировать в замкнутой форме. Поэтому поле в дальней зоне приближенно оценивается методом перевала. В общем случае в диэлектрическом покрытии возможно возбуждение поверхностных, вытекающих и боковых волн в зависимости от соотношения электрических параметров покрытия и окружающей среды (например, при наличии плазменного слоя) [2, 11, 15, 68]. Вытекающая волна является плоской неоднородной волной, у которой плоскости равных амплитуд перпендикулярны плоскостям равных фаз. Амплитуда вытекающей волны возрастает по мере удаления от слоя, в то время как у поверхностной волны она падает. Поле этой волны не удовлетворяет принципу излучения на

бесконечности и существует в ограниченной области углов наблюдения [30, 54]. Природа боковой волны описана в работе [11].

Приведем некоторые математические положения, которые в дальнейшем будем использовать при решении задач на излучение антенн с диэлектрическими покрытиями [3, 11, 54, 57, 68]. Рассмотрим электромагнитное поле во внешнем полупространстве  $x > 0$  (см. рис. 1.12), которое можно представить в виде разложения по плоским волнам, т. е. в виде интеграла от выражения

$$f(k_y, k_z) e^{-i(k_y y + k_z z + k_x x)}, \quad (2.1)$$

где  $k_y^2 + k_z^2 + k_x^2 = k^2$ ;  $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} = \omega\sqrt{\mu_a(\epsilon'_a - i\epsilon''_a)}$  – комплексное волновое число внешнего полупространства;  $\epsilon'_a, \epsilon''_a \geq 0$ ;  $k_y$  и  $k_z$  – принимают произвольные действительные значения. Положим  $k_y^2 + k_z^2 = h^2$ , тогда

$$k_x = \sqrt{k^2 - h^2} = \beta(h). \quad (2.2)$$

Функция  $\beta(h)$  является двузначной. Выясним, какие комплексные значения она может принимать. Точки комплексной плоскости переменной  $h$  ( $h = \pm k$ ) являются точками ветвления функции  $\beta(h)$ . Если в полупространстве имеется небольшое поглощение, т. е.  $\text{Im } \epsilon_a = -\epsilon''_a < 0$  ( $\text{Im } k < 0$ ), то волна должна затухать при  $x \rightarrow \infty$  и выполняется условие

$$\text{Im } \beta(h) < 0, \quad (2.3)$$

которое обеспечивает наличие в (2.1) экспоненциального множителя, стремящегося к нулю. Следовательно, если  $\epsilon''_a \rightarrow 0$ , то при  $|h| > k$   $\beta(h) = -i|\beta(h)|$ ,  $\beta(h) = \sqrt{k^2 - h^2} = -i\sqrt{h^2 - k^2}$ . Точки ветвления при наличии поглощения смещаются в четверти комплексной плоскости 2 и 4 (рис. 2.1, а) и, следовательно, при интегрировании по действительной оси при  $\epsilon''_a \rightarrow 0$  их следует обходить соответственно в четвертях 3 и 1. Кроме того, из условия излучения следует, что

$$\text{Re } \beta(h) = \text{Re} \sqrt{k^2 - h^2} > 0. \quad (2.4)$$

Выясним свойства функции  $\beta(h) = \sqrt{k^2 - h^2}$ , связанные с необходимостью выделения на комплексной плоскости  $h$  той части, в которой выполняются полученные выше условия (2.3) и (2.4) и по которой может пролегать контур интегрирования по  $h$ . Чтобы сделать функцию  $\beta(h)$  однозначной, ее считают определенной на двулистной римановой поверхности, состоящей из двух идентичных плоскостей  $h$ , соединенных по разрезам, проходящим через точки ветвления. Выбор разрезов диктуется удобством и простотой вычисления функции  $\beta(h)$  на каждом из листов римановой поверхности. Если разрезы провести, как показано на рис. 2.1, а, то  $\text{Re } \beta(h)$  сохраняет знак на всех листах, а  $\text{Im } \beta(h)$  – в заштрихованной области. На первом листе так определенной римановой поверхности можно считать, что  $\text{Re } \beta(h) > 0$ ,  $\text{Im } \beta(h) > 0$  находится в

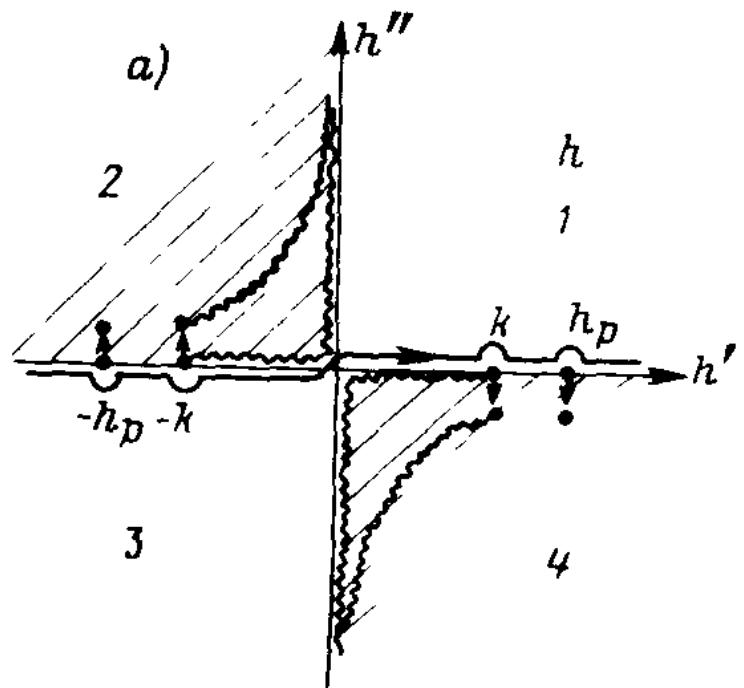
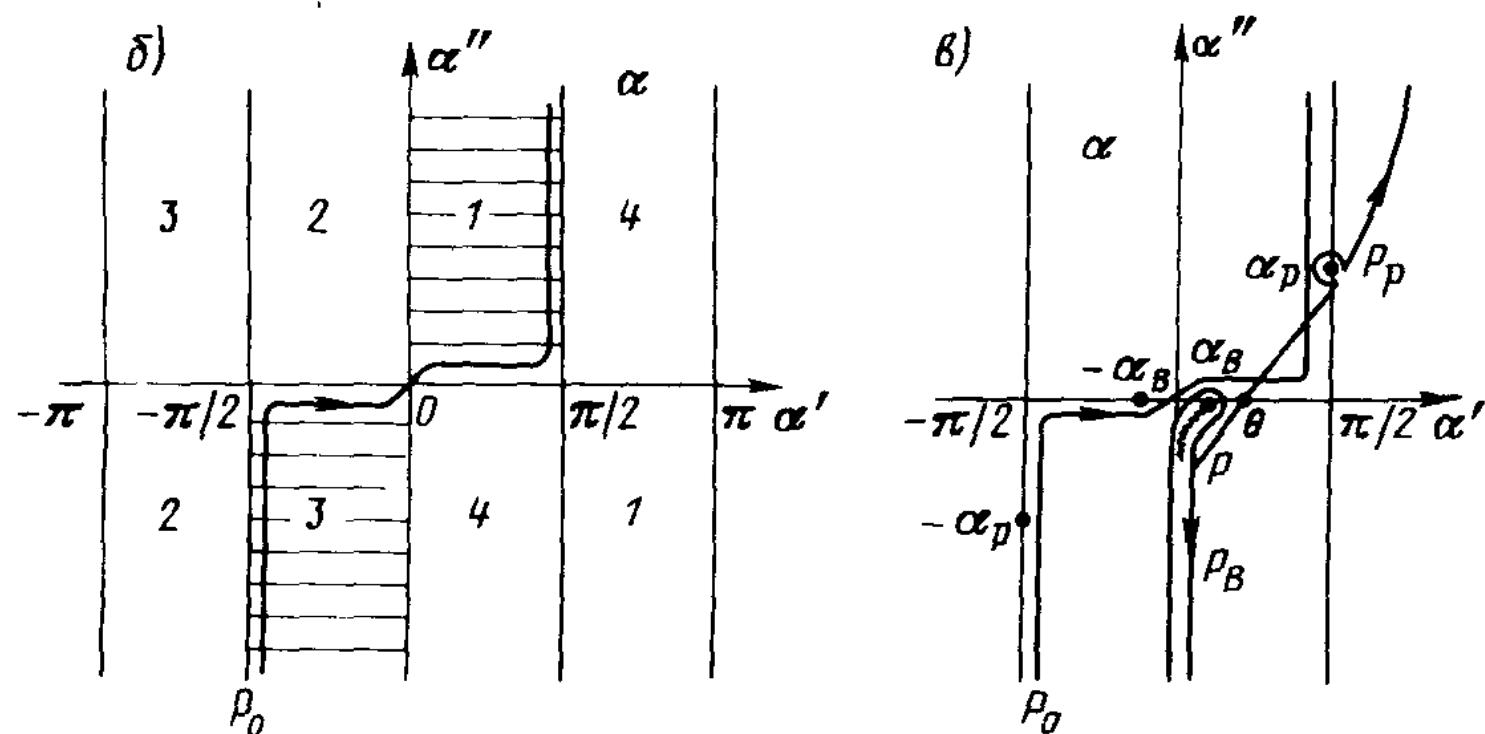


Рис. 2.1. К определению контура интегрирования: а – контур интегрирования на плоскости комплексного переменного  $h$ ; б – его отображение в плоскость комплексного переменного  $a$ ; в – деформация контура интегрирования в перевальный.



заштрихованной области [66]. Это заключение нетрудно получить, полагая  $k - h = |k - h| e^{i\xi}$ ,  $k + h = |k + h| e^{i\xi}$ ,  $\beta(h) = |\beta(h)| e^{i\frac{\xi + \zeta}{2}}$ .

Действительно, во 2-й четверти  $0 < \xi < \frac{\pi}{2}$ ,  $0 \leq \zeta \leq \pi$ ,  $0 < \frac{\xi + \zeta}{2} < \frac{3\pi}{4}$ ,

$\sin \frac{\xi + \zeta}{2} > 0$  или  $\operatorname{Im} \beta(h) > 0$ . Аналогично можно записать и для 4-й четверти.

При переходе через разрезы  $\operatorname{Im} \beta(h)$  меняет знак. Поэтому „разрешенная“ область интегрирования в плоскости  $h$  – незаштрихованная.

При анализе поля в дальней зоне приходится производить преобразование в соответствующих интегралах:

$$h = k \sin \alpha, \quad (2.5)$$

где  $\alpha$  – новая комплексная переменная. Поскольку  $\sin \alpha - 2\pi$  – периодическая функция, можно считать, что  $\alpha$  принадлежит полосе  $-\pi \leq \operatorname{Re} \alpha \leq \pi$ . Точки ветвления функции  $\alpha(h)$   $h = \pm k$ . Чтобы исследовать свойства отображения  $h \rightarrow \alpha$ , (2.5) расписывают следующим образом:  $h' = k \sin \alpha' \times$

$\propto \operatorname{ch} a''$ ;  $h'' = k \cos a' \operatorname{sh} a''$ , где  $h = h' + i h''$ ;  $a = a' + i a''$ . На рис. 2.1, б представлено следующее из этих преобразований – отображение квадрантов плоскости  $a$ . Действительная ось плоскости  $h$  перейдет в контур  $P_0$  на плоскости  $a$ . При этом используют соответствие границ при отображениях. Область, в которой  $\operatorname{Im} \beta(h) < 0$ , горизонтально заштрихована.

Для численных расчетов поля излучения в дальней зоне применяется метод перевала [57, 68]. Рассмотрим типичный интеграл, участвующий в описании электромагнитного поля ( $k_y = 0$ ):

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\beta x + hz)} f(h) dh, \quad x > 0. \quad (2.6)$$

В рассматриваемых задачах  $f(h)$  может иметь точки ветвления при  $h = \pm k$  и полюсы  $\pm h_p$ . Путь интегрирования в случае отсутствия потерь обходит точки ветвления и полюса по малым петлям. Для удобства анализа в интеграле (2.6) переходят к интегрированию по комплексному углу  $a$ :  $h = k \sin a$ . Особенности подынтегрального выражения и путь интегрирования  $P$  на плоскости  $a$  показаны на рис. 2.1, в. Пусть  $x = r \cos \theta$ ,  $z = r \sin \theta$ , тогда (2.6) преобразуется на плоскости  $a$  к виду

$$I = k \int_{P_0} e^{-i kr \cos(a-\theta)} f(k \sin a) \cos a da = \int_{P_0} f(a) e^{-i kr \cos(a-\theta)} da. \quad (2.7)$$

Интегралы этого вида анализируются с помощью метода перевала при больших значениях  $kr$  (в дальней зоне). Для применения этого метода нужно деформировать контур  $P_0$  в перевальный путь  $P$  (рис. 2.1, в). Если при деформации из  $P_0$  в  $P$  путь интегрирования пересечет точку ветвления или полюс, то путь  $P$  приобретает дополнительные петли. Если петлю, обходящую точку ветвления  $a_b$ , обозначить  $P_b$ , а полюс, пересекаемый контуром, –  $a_p$ , то

$$I = \int_P f(a) e^{-i kr \cos(a-\theta)} da + \int_{P_b} f(a) e^{-i kr \cos(a-\theta)} da + \\ + 2\pi i [(a - a_p) f(a)] e^{-i kr \cos(a_p - \theta)}, \quad (2.8)$$

где  $P$  – перевальный контур (см. рис. 2.1, в), а последнее слагаемое обусловлено вычетом в полюсе  $a_p$ . Интеграл в последней формуле по контуру  $P$  при больших значениях  $kr$  вычисляется по методу перевала. Для интеграла по  $P_b$  также может быть получено асимптотическое выражение при  $kr \rightarrow \infty$ :

$$\int_P f(a) e^{-i kr \cos(a-\theta)} da \approx \sqrt{\frac{2\pi}{kr}} f(\theta) e^{-i \left( kr + \frac{\pi}{4} \right)};$$

$$P_B \int f(\alpha) e^{-i kr \cos(\alpha - \theta)} d\alpha \approx \frac{2\sqrt{\pi}}{|kr \sin(\theta - \alpha_B)|^{3/2}} \times$$

$$\times \left[ \sqrt{\alpha - \alpha_B} \frac{df(\alpha)}{d\alpha} \right]_{\alpha_B} e^{-i kr \cos(\alpha_B - \theta)} e^{i \frac{3}{2} \left\{ \frac{\pi}{2} + \arg(k \sin(\alpha_B - \theta)) \right\}}$$

Заметим, что интеграл по контуру  $P_B$  имеет при  $kr \rightarrow \infty$  порядок величины  $\left(\frac{1}{kr}\right)^{\frac{3}{2}}$  – более высокий, чем порядок величины интеграла по перевальному контуру  $P$ , равный  $\left(\frac{1}{kr}\right)^{1/2}$ , и, следовательно, если  $f(\theta) \neq 0$ ,

вторым слагаемым в выражении (2.8) можно пренебречь. Полюс  $a_p$  после преобразования интеграла (2.6) в (2.7) в практических задачах часто становится комплексным с положительной мнимой частью. Третье слагаемое в (2.8), обусловленное вычетом в полюсе  $a_p$ , при  $kr \rightarrow \infty$  экспоненциально убывает. Таким образом, при расчетах поле в дальней зоне определяется, по существу, точкой перевала  $\theta$ . Наличие полюсов обуславливает появление поверхностных и вытекающих волн, а точек ветвления – боковых волн. Все эти волны наблюдаются у плоскости  $x = d$ . Если диэлектрическая проницаемость слоя меньше диэлектрической проницаемости полупространства  $x > d$ , то полюса в плоскости  $\alpha$  могут оказаться действительными и повлиять на значение интегралов (2.8) при  $kr \rightarrow \infty$ .

## § 2.2. Влияние покрытия на излучение из апертуры в проводящем экране

Для оценки влияния однородного покрытия на характеристики излучения апертур, расположенных в бесконечном проводящем экране, используется преобразование Фурье от распределения поля в них. Если это распределение известно, то после использования граничных условий на поверхности раздела сред для определения диаграммы направленности применяют метод перевала.

Пусть электрическое поле в излучающей апертуре имеет вид  $E = E_y(x, z)$  (см. рис. 1.12). Тогда в соответствии с выражением (1.21) можно определить величину электромагнитного поля в свободном пространстве. Для вычисления этого интеграла используем метод перевала. Введем полярную систему координат  $r, \theta$  и произведем замену переменных  $h = k_0 \sin \alpha$  в выражении (1.21), тогда  $x = r \cos \theta, z = r \sin \theta$  и

$$E_y(r, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{P_0} f(\alpha) e^{i k_0 r \cos(\alpha - \theta)} \cos \alpha d\alpha, \quad (2.9)$$

где

$$f(\alpha) = \frac{k_0 G_0(k_0 \sin \alpha) e^{-ik_0 d \cos \alpha}}{\cos(\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \alpha} d) - \frac{ik_0 \cos \alpha}{\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \alpha}} \sin(\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \alpha} d)}.$$

Контур интегрирования на плоскости комплексного переменного  $h$  в выражении (1.21) показан на рис. 2.2, *a*, а при отображении его на соответствующий контур на плоскости  $\alpha$  – на рис. 2.2, *б*. Положение волновых чисел в различных точках оси  $h'$  определяет различные типы волн [15]. При  $k_0^2 \leq h^2 \leq k^2$  возбуждаются поверхностьные волны, т. е. волны, распространяющиеся в покрытии и затухающие в воздухе. Значения  $|h|^2 \geq k^2$  соответствуют волнам, затухающим и в воздухе, и в диэлектрике. Распространение волн в областях 1 и 2 (см. рис. 1.12) определяется неравенством  $|h|^2 \leq k_0^2$ . В соответствии с методом перевала контур интегрирования  $P$  (см. рис. 2.2, *б*) выбран таким образом, чтобы сходимость интеграла имела место при  $k_0 r \rightarrow \infty$ . Точка перевала в данном случае определяется при  $\alpha = \theta$ . В точке перевала подынтегральная функция в (2.9) принимает следующий вид:

$$f(\alpha) e^{ik_0 r \cos(\alpha - \theta)} \cos \alpha|_{\alpha=\theta} = \\ = \frac{k_0 G_0(k_0 \sin \theta) e^{ik_0 d} e^{ik_0 r \cos \theta}}{\cos(\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} d) - \frac{ik_0 \cos \theta}{\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}} \sin(\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} d)}.$$

Если предположить, что распределение электромагнитного поля в излучающей апертуре постоянно, т. е.  $E_y(0, z) = E_0 = \text{const}$ , то

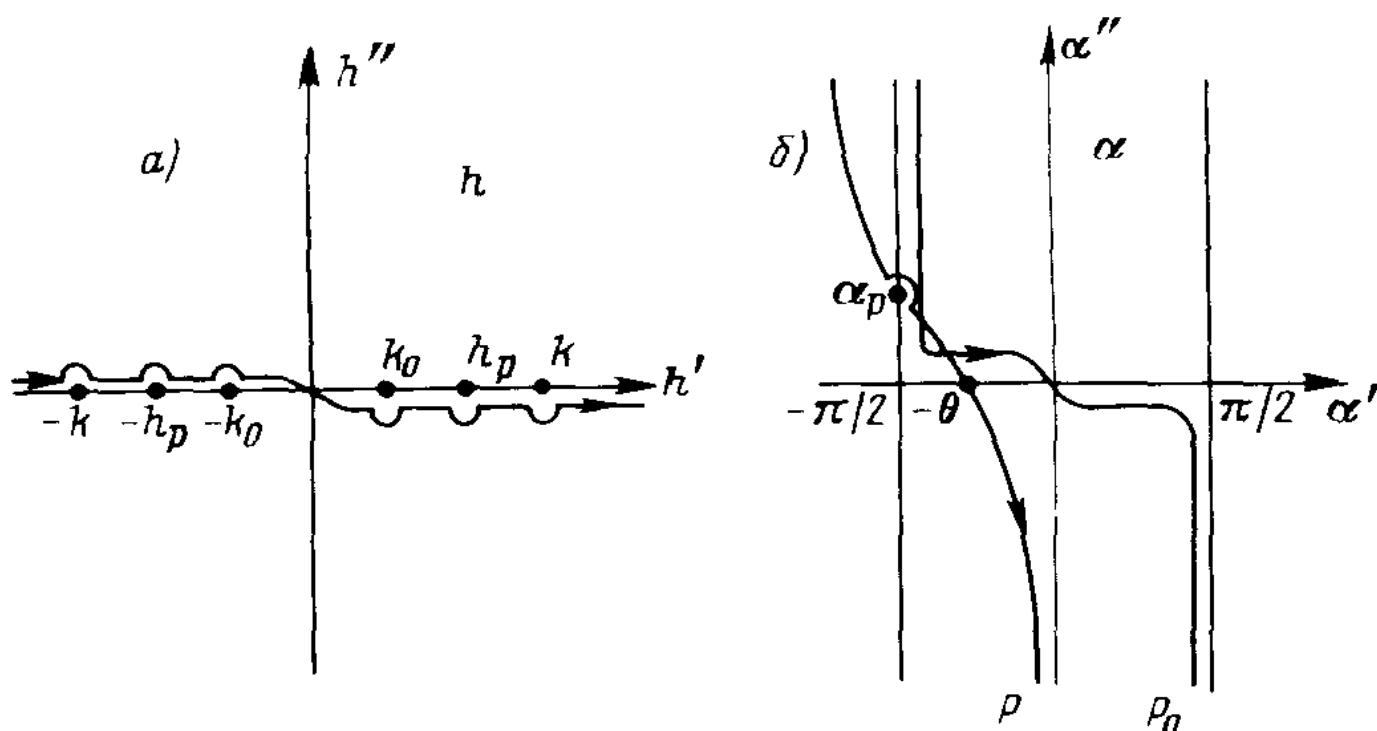


Рис. 2.2. К определению контура интегрирования (частный случай) *а* – контур интегрирования на плоскости комплексного переменного  $h$ , *б* – его отображение на плоскость комплексного переменного  $\alpha$ .

$$G_0(h) = \int_{-\infty}^{\infty} E_y e^{-ik_0 \sin \theta z} dz = E_0 \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} e^{-ik_0 \sin \theta z} dz =$$

$$= D \frac{\sin(k_0 \frac{D}{2} \sin \theta)}{k_0 \frac{D}{2} \sin \theta}$$

и согласно результатам, приведенным в §' 2.1, асимптотическое выражение для интеграла (2.9) при  $k_0 r \rightarrow \infty$  имеет вид

$$E_y(r, \theta) = \frac{e^{ik_0(r-d)}}{\sqrt{r}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \sqrt{k_0 D} \cos \theta \frac{\sin\left(\frac{k_0 D}{2} \sin \theta\right)}{\frac{k_0 D}{2} \sin \theta} \times$$

$$\times \frac{1}{\cos(\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} d) - \frac{ik_0 \cos \theta}{\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}} \sin(\sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} d)} =$$

$$= \frac{\frac{1}{\sqrt{r}} e^{ik_0(r-d)} e^{-i\frac{\pi}{4}} \sqrt{k_0 D} \cos \theta \frac{\sin\left(\frac{k_0 D}{2} \sin \theta\right)}{\frac{k_0 D}{2} \sin \theta}}{\cos[k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}] - \frac{i \cos \theta}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \sin[k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}]}.$$
(2.10)

Квадрат модуля рассчитываемой напряженности электрического поля будет

$$|E_y(r, \theta)|^2 = \frac{k_0}{r} \frac{\cos^2 \theta D^2 \left[ \frac{\sin\left(\frac{k_0 D}{2} \sin \theta\right)}{\frac{k_0 D}{2} \sin \theta} \right]^2}{1 + \frac{1 - \epsilon}{\epsilon - \sin^2 \theta} \sin^2(k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})}.$$

Нормированные диаграммы направленности ( $\lambda = 8$  мм) рассчитаны по формуле (2.10).

Из сравнения кривых 3 и 4 рис. 2.3, *a* следует, что наличие тонкой диэлектрической пластины перед излучающим раскрытом приводит к несущественному сужению диаграммы направленности. Кривые 1 и 2 показывают, что наличие достаточно толстого диэлектрического слоя перед излучающим раскрытом вызывает значительные осцилляции в диаграмме направленности. При дальнейшем увеличении электрической толщины диэлектрического слоя частота осцилляций будет увеличиваться с одновременным увеличением глубины провалов в диаграмме направленности излучающей апертуры. Полученные теоретические результаты подтверждаются экспериментально.

На рис. 2.3, *b* приведены измеренные нормированные диаграммы направленности по мощности ( $\lambda = 8$  мм) излучателя типа „открытый конец круглого волновода с зубчатой кромкой” при различной толщине диэлектрического слоя [21].

При выводе формулы (2.10) не учитывались возникающие поверхностные волны на диэлектрическом слое. При достаточно большой электрической толщине диэлектрика возбуждение поверхностных волн может достигать мощности, равной 50% всей подводимой [72]. Условие их возникновения может быть определено при вычислении полюсов подынтегральной функции выражения (1.21), которые соответствуют решению уравнения

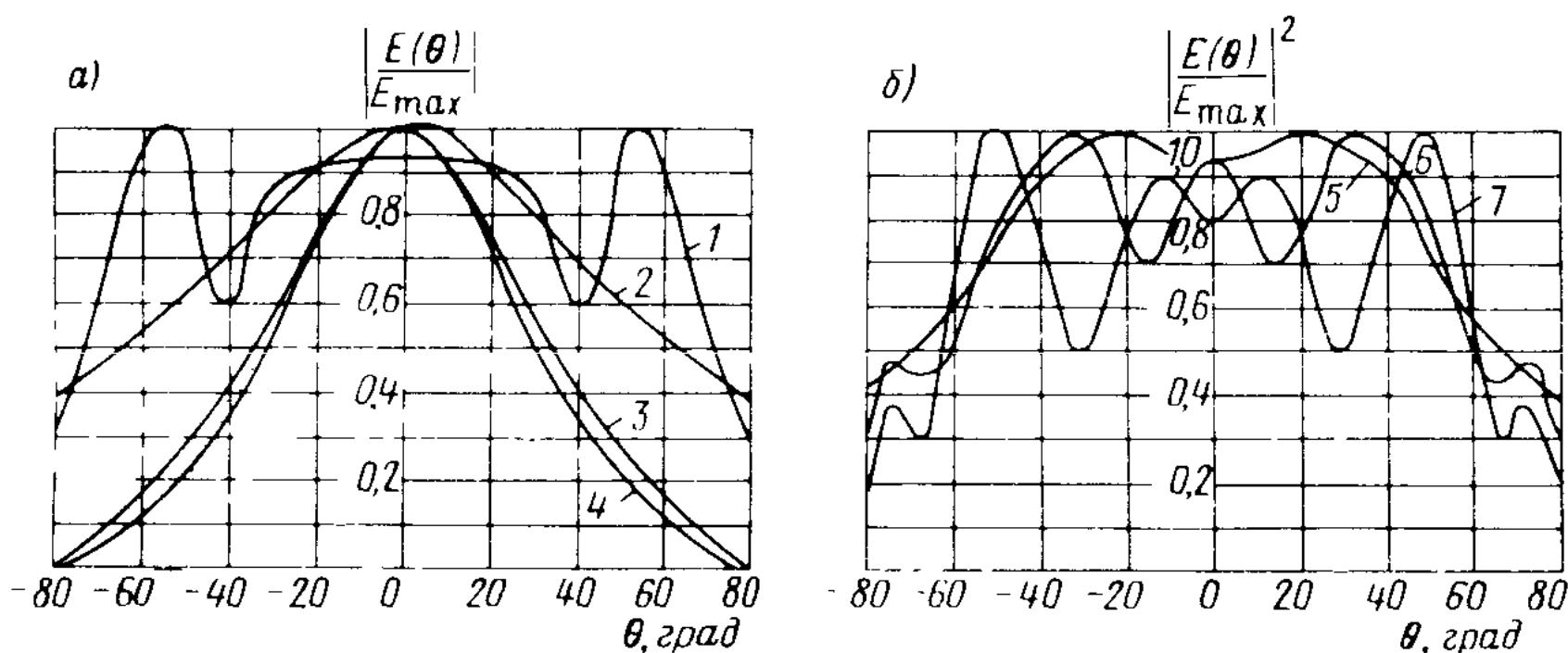


Рис. 2.3. Нормированные диаграммы направленности излучающей апертуры с однородным диэлектрическим покрытием: *a* - расчетные, *б* - экспериментальные

1 – апертура ( $D = 2$  мм), закрытая диэлектрической пластиной ( $\epsilon = 4$ ) толщиной 10 мм; 2 – апертура ( $D = 2$  мм) без диэлектрической пластины; 3 – апертура ( $D = 8$  мм) без диэлектрической пластины; 4 – апертура ( $D = 8$  мм), закрытая диэлектрической пластиной ( $\epsilon = 4$ ) толщиной 2 мм; 5 – излучатель без диэлектрической пластины; 6 – излучатель, закрытый диэлектрической пластиной ( $\epsilon = 4$ ) толщиной 8 мм; 7 – излучатель, закрытый диэлектрической пластиной ( $\epsilon = 4$ ) толщиной 11,5 мм

$$\cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d = 0.$$

Нахождение действительных корней этого уравнения производится графически. Методика графического решения дана в § 1.5. Из приведенного уравнения непосредственно следует и условие, при котором отсутствует возбуждение поверхностных волн в диэлектрическом покрытии антенны:  $d \leq \lambda/4\sqrt{\epsilon - 1}$ . Приведем решение для материала покрытия с проницаемостью  $\epsilon = 4$  при толщинах  $d_1 = 2,3$  мм и  $d_2 = 9,2$  мм. Постоянная распространения поверхностной волны при толщине диэлектрика  $d_1$  равна  $h_{p1} = 1,52k_0$ , а при толщине  $d_2$  соответственно:  $h_{p1} = 1,95k_0$ ,  $h_{p2} = 1,75k_0$ ,  $h_{p3} = 1,58k_0$ .

Очевидно, что с увеличением толщины диэлектрического слоя число поверхностных волн будет увеличиваться. Их постоянные распространения для каждого конкретного случая могут быть определены из решения дисперсионного уравнения.

Рассмотрим, как влияют возникающие поверхностные волны на форму диаграммы излучения отверстия, закрытого слоем диэлектрика. Обратимся к выражению (2.9). Для рассматриваемых толщин диэлектрического слоя  $d_1 = 2,3$  мм и  $d_2 = 9,2$  мм ( $\epsilon = 4$ ) при деформации первоначального контура интегрирования  $P_0$  в контур перевала  $P$  приходится пересекать точки полюса  $a_p$  подынтегральной функции. В этом случае к выражению (2.10) следует добавить вычеты в полюсах. Точки полюсов, как указывалось выше, определяются из дисперсионного уравнения и для рассматриваемых толщин диэлектрического покрытия принимают значения  $h_{p1}$ ,  $h_{p1}$ ,  $h_{p2}$ ,  $h_{p3}$ . Если представить подынтегральную функцию выражения (1.21) в виде

$$f(h) = \frac{f_1(h)}{f_2(h)},$$

где  $f_1(h)$  и  $f_2(h)$  – функции, аналитические в точке полюса  $h = h_p$ , причем для функции  $f_2(h)$  точка  $h_p$  является нулем первого порядка, а  $f_2(h_p) \neq 0$ , то

$$\text{res } [f(h); h_p] = \frac{f_1(h_p)}{f'_2(h_p)}.$$

Так как в нашем случае

$$f_2(h) = \cos(\sqrt{k^2 - h^2}d) - \frac{\sqrt{h^2 - k_0^2}}{\sqrt{k^2 - h^2}} \sin(\sqrt{k^2 - h^2}d),$$

то

$$\frac{\partial}{\partial h} f_2(h) \Big|_{h=h_p} = \sin(\sqrt{k^2 - h_p^2}d) \frac{h_p(k^2 - k_0^2)}{(k^2 - h_p^2) \sqrt{k^2 - h_p^2}} \left( d - \frac{1}{\sqrt{h_p^2 - k_0^2}} \right)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \text{res}[f(h); h_p] &= \frac{G_0(h_p) e^{-i\sqrt{k_0^2 - h_p^2}d} e^{i\sqrt{k_0^2 - h_p^2}r} \cos \theta e^{ih_p r} \sin \theta}{\sin(\sqrt{k^2 - h_p^2}d) \frac{h_p(k^2 - k_0^2)}{(k^2 - h_p^2)^{3/2}} \left( d - \frac{1}{\sqrt{h_p^2 - k_0^2}} \right)} = \\ &= \frac{D \frac{\sin\left(\frac{k_0 D}{2} \sin \theta\right)}{\frac{k_0 D}{2} \sin \theta} e^{k_0 d \sqrt{\frac{h_p^2}{k_0^2} - 1}} e^{-k_0 r \sqrt{\frac{h_p^2}{k_0^2} - 1}} e^{ih_p r} \sin \theta}{\sin\left(k_0 d \sqrt{\epsilon - \frac{h_p^2}{k_0^2}}\right) \frac{h_p(\epsilon - 1)}{k_0 \sqrt{k_0} \sqrt{\left(\epsilon - \frac{h_p^2}{k_0^2}\right)^3}} \left( k_0 d - \frac{1}{\sqrt{\frac{h_p^2}{k_0^2} - 1}} \right)}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

С учетом возникающих на поверхности диэлектрического покрытия поверхностных волн диаграмма излучения апертуры будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} E_y(r, \theta) &= \frac{\frac{1}{\sqrt{r}} e^{ik_0(r-d)} e^{-i\frac{\pi}{4}} \sqrt{k_0} \cos \theta D \frac{\sin\left(\frac{k_0 D}{2} \sin \theta\right)}{k_0 D / 2 \sin \theta}}{\cos [k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}] - \frac{i \cos \theta}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \sin [k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}]} + \\ &+ 2\pi i \sum_{l=1}^n \text{res}[f(h); h_{pl}]. \end{aligned}$$

С точки зрения формы диаграммы направленности нас интересует поле излучения в дальней зоне, т. е. при  $r \rightarrow \infty$ . Из выражения (2.11) видно, что,

так как  $\frac{h_p}{k_0} > 1$ , то при  $r \rightarrow \infty$   $\text{res } [f(h); h_p] \rightarrow 0$ . Таким образом, возни- кающие поверхностьные волны слабо влияют на изменение формы диаграммы направленности, но, очевидно, в значительной степени определяют входное сопротивление антенны. Для нахождения проводимости рассматриваемой апертуры, которая выражается через спектральные функции (1.19), (1.20), необходимо использовать теорему Парсеваля [73]:

$$Y = g + i b = \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} E_y^* H_z dz = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [B(h) + C(h)]^* \frac{\beta}{\omega \mu_0} X \\ X [C(h) - B(h)] dh, \quad (2.12)$$

где  $E_y, H_z$  – тангенциальные составляющие электромагнитного поля в апертуре.

Подставив выражения  $B(h)$  и  $C(h)$  в формулу (2.12), получим

$$Y = \frac{1}{2\pi\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} G_0^2(h) \beta_0 \frac{i \frac{\beta}{\beta_0} \operatorname{tg} \beta d - 1}{1 - i \frac{\beta_0}{\beta} \operatorname{tg} \beta d} dh.$$

В предположении постоянства распределения электромагнитного поля в апертуре можно записать

$$Y = \frac{D^2}{\pi\omega\mu_0} \int_0^{\infty} \left[ \frac{\sin \left( h \frac{D}{2} \right)}{h \frac{D}{2}} \right]^2 \sqrt{k_0^2 - h^2} \times \\ \times \frac{i \operatorname{tg} (\sqrt{k^2 - h^2} d) \frac{\sqrt{k^2 - h^2}}{\sqrt{k_0^2 - h^2}} - 1}{1 - i \operatorname{tg} (\sqrt{k^2 - h^2} d) \frac{\sqrt{k_0^2 - h^2}}{\sqrt{k^2 - h^2}}} dh. \quad (2.13)$$

Отметим, что при наличии воздушного зазора (или слоя плазмы с  $0 < \epsilon < 1$ ) вклада поверхностьных волн в проводимость апертуры искать не

надо, т. е. не следует учитывать полюса выражения (2.13). Для численного расчета полученного интеграла необходимо его разделить на действительную и мнимую части следующим образом [21]:

$$\begin{aligned}
 Y = & \int_0^k \frac{\sin^2\left(h \frac{D}{2}\right) \sqrt{k_0^2 - h^2}}{h^2} \left[ \frac{-1 + \operatorname{tg}^2(\sqrt{k^2 - h^2}d)}{1 + \operatorname{tg}^2(\sqrt{k^2 - h^2}d) \frac{k_0^2 - h^2}{k^2 - h^2}} \right] dh + \\
 & + \int_k^{k_0} \frac{\sin^2\left(h \frac{D}{2}\right) \sqrt{k_0^2 - h^2}}{h^2} \left[ \frac{-1 - \frac{1}{4} \operatorname{th}^2(\sqrt{h^2 - k^2}d)}{1 + \frac{1}{4} \operatorname{th}^2(\sqrt{h^2 - k^2}d) \frac{k_0^2 - h^2}{h^2 - k^2}} \right] dh + \\
 & + i \left\{ \int_0^k \frac{\sin^2\left(h \frac{D}{2}\right) \sqrt{k_0^2 - h^2}}{h^2} \left[ \frac{\operatorname{tg}(\sqrt{k^2 - h^2}d) \left[ \frac{\sqrt{k^2 - h^2}}{\sqrt{k_0^2 - h^2}}, \frac{\sqrt{k_0^2 - h^2}}{\sqrt{k^2 - h^2}} \right]}{1 + \operatorname{tg}^2(\sqrt{k^2 - h^2}d) \frac{k_0^2 - h^2}{k^2 - h^2}} \right] \times \right. \\
 & \times dh + \int_k^{k_0} \frac{\sin^2\left(h \frac{D}{2}\right) \left[ \frac{1}{2} \operatorname{th}(\sqrt{h^2 - k^2}d) \left[ \frac{k_0^2 - h^2}{\sqrt{h^2 - k^2}}, -\sqrt{h^2 - k^2} \right] \right]}{h^2 \left[ 1 + \frac{1}{4} \operatorname{th}^2(\sqrt{h^2 - k^2}d) \frac{k_0^2 - h^2}{h^2 - k^2} \right]} dh + \\
 & \left. + \int_{k_0}^{\infty} \frac{\sin^2\left(h \frac{D}{2}\right) \sqrt{h^2 - k_0^2}}{h^2} \left[ \frac{-\frac{1}{2} \operatorname{th}(\sqrt{h^2 - k^2}d) \left[ \frac{\sqrt{h^2 - k^2}}{\sqrt{h^2 - k_0^2}}, -1 \right]}{1 + \frac{1}{2} \operatorname{th}(\sqrt{h^2 - k^2}d) \frac{\sqrt{h^2 - k_0^2}}{\sqrt{h^2 - k^2}}} \right] dh \right\}. \tag{2.14}
 \end{aligned}$$

В других случаях в полученном выражении появляются особые точки, каждая из которых является полюсом поверхности волны.

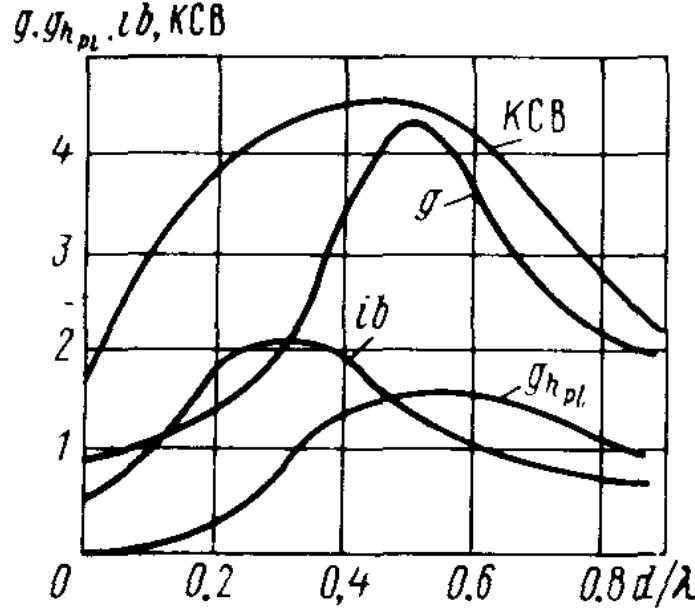


Рис. 2.4. Зависимость проводимостей апертуры с диэлектрическим покрытием от  $d/\lambda$ .

таким образом, выражение (2.14) – это контурный интеграл, у которого путь интегрирования проходит вдоль действительной оси  $h$ , исключая петли вокруг каждого полюса. Полюсы поверхности волн будут соответствовать нулю знаменателя. Записывая (2.14) для области петли в точке  $h_{pl}$ , с учетом того, что интеграл по ее контуру может быть оценен как  $Y_{h_{pl}} = 2\pi i \times$

$$\times \sum_{l=1}^n \text{res}[Y; h_{pl}],$$

получим окончательное выражение для проводимости антенны, обусловленной наличием поверхности волн в диэлектрическом покрытии. Величина этого интеграла определяется полюсом поверхности волн в точке  $h_{pl}$  и входит в проводимость апертуры как чисто активная проводимость  $Y_{h_{pl}} = g_{h_{pl}}$ . Необходимо отметить, что вклад полюсов поверхности волн в общее сопротивление таких антенн является значительным. Для некоторых толщин покрытий проводимость от поверхности волн  $g_{h_{pl}}$  близка к проводимости излучения [72, 73]. На рис. 2.4 приведены расчетные значения для диэлектрика с проницаемостью  $\epsilon = 4$  величин  $g_{h_{pl}}$ ,  $Y = g + i b$ ,  $KCB$  в зависимости от  $d/\lambda$ . Здесь  $Y$  – общая проводимость апертуры, включающая в себя величину  $g_{h_{pl}}$ . Из графика видно, что для  $d < 0,3\lambda$  значительное влияние покрытия заключается в изменении реактивной проводимости. Для  $d > 0,4\lambda$  составляющая поверхности волн в общей проводимости становится весьма значительной, и ею нельзя пренебрегать при точных расчетах. Очевидно, что при  $d \rightarrow \infty$   $g_{h_{pl}} \rightarrow 0$ .

Наличие перед излучающей апертурой диэлектрического покрытия может привести к перераспределению электромагнитного поля по ней. Тогда окончательные формулы для расчета характеристик излучения будут более сложными. Пусть распределение электромагнитного поля по апертуре подчиняется закону

$$E_y(0, z) = E_m \sin \left[ \frac{i\pi}{D} \left( z + \frac{D}{2} \right) \right], \quad m = 1, 2, \dots$$

где  $E_m$  – амплитуда возбуждаемой моды. При  $m = 1$

$$E_y(0, z) = E_1 \sin \left[ \frac{\pi}{D} \left( z + \frac{D}{2} \right) \right]$$

и преобразование Фурье от функции распределения электромагнитного поля в излучающей апертуре записывается как

$$G_0(h) = \int_{-D/2}^{D/2} E_1 \sin \left[ \frac{\pi}{D} \left( z + \frac{D}{2} \right) \right] e^{-ik_0 \sin \theta z} dz.$$

В общем случае для  $m$ -й моды

$$G_0(k_0 \sin \theta) = \int_{-D/2}^{D/2} E_m \sin \left[ \frac{m\pi}{D} \left( z + \frac{D}{2} \right) \right] e^{-ik_0 \sin \theta z} dz.$$

Вычисляя полученный интеграл и подставляя его в выражения (2.9) и (2.10), получим формулу, справедливую для расчета поля излучения  $m$ -й моды, возбуждаемой в апертуре с диэлектрическим покрытием [40]:

$$E_y(r, \theta) = \frac{\sqrt{\frac{k_0}{kr}} e^{i \left[ k_0(r-d) - \frac{\pi}{4} \right]} \cos \theta E_m \frac{\frac{\pi m}{D}}{\left(\frac{\pi m}{D}\right)^2 - (k_0 \sin \theta)^2} \times \frac{\cos \theta}{\cos(k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}) - i \frac{\cos \theta}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \sin(k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \times \begin{cases} e^{i \frac{\pi}{2} \sin \left( \frac{Dk_0}{2} \sin \theta \right)} & \text{при } m = 2, 4, 6, \dots \\ \cos \left( \frac{Dk_0}{2} \sin \theta \right) & \text{при } m = 1, 3, 5, \dots \end{cases} \quad (2.15)$$

$$|E_y(r, \theta)|^2 = \frac{k_0}{r} \frac{\cos^2 \theta E_m^2}{1 + \frac{1-\epsilon}{\epsilon - \sin^2 \theta} \sin^2(k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \times \frac{\frac{\pi^2 m^2}{D^2}}{\left[ \left( \frac{m\pi}{D} \right)^2 - (k_0 \sin \theta)^2 \right]^2} \begin{cases} \sin^2 \left( \frac{Dk_0}{2} \sin \theta \right) & \text{при } m = 2, 4, 6, \dots \\ \cos^2 \left( \frac{Dk_0}{2} \sin \theta \right) & \text{при } m = 1, 3, 5, \dots \end{cases}$$

Исследование процесса возбуждения высших типов волн в зависимости от параметров диэлектрического слоя, т. е. вопрос об амплитуде моды  $E_m$ , будет рассмотрен в § 2.3.

В случае диэлектрического покрытия с потерями вывод формулы для расчета диаграммы направленности аналогичен выводу при излучении через диэлектрик без потерь. Достаточно только заменить  $\epsilon$  на комплексную диэлектрическую проницаемость  $\dot{\epsilon} = \epsilon(1 - i \operatorname{tg} \delta)$ . В том, что вид соотношений не изменится, можно убедиться, проследив ход рассуждений для случая, когда  $\operatorname{tg} \delta = 0$ . Чтобы воспользоваться ими, нужно выяснить, какие значения входящих в формулы двузначных функций  $\beta_0$  и  $\beta$  нужно брать. В этом случае точки ветвления и полюсов сходят с действительной оси (см. рис. 2.1, a) и в соответствии с результатами, изложенными в § 2.1, необходимо вычислить корни в незаштрихованной области и взять то значение, которое при  $\operatorname{Im} \beta = \operatorname{Im} \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta} = 0$  отрицательно.

В соответствии с выражением (2.15) запишем формулу для расчета поля излучения  $m$ -й моды апертуры, покрытой слоем диэлектрика с потерями [39]:

$$|E_y(r, \theta)|^2 = \frac{k_0}{r} \frac{\cos^2 \theta E_m^2}{\left[ \cos(k_0 d \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta}) - i \frac{\cos \theta}{\sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta}} \right] \times \sin(k_0 d \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta})} \times \frac{\frac{\pi^2 m^2}{D^2}}{\left[ \left( \frac{m\pi}{D} \right)^2 - (k_0 \sin \theta)^2 \right]^2} \times \begin{cases} \sin^2 \left( \frac{Dk_0}{2} \sin \theta \right) & \text{при } m = 2, 4, 6 \dots \\ \cos^2 \left( \frac{Dk_0}{2} \sin \theta \right) & \text{при } m = 1, 3, 5 \dots \end{cases}$$

Раскрывая в ней  $\dot{\epsilon} = \epsilon(1 - i \operatorname{tg} \delta)$ , окончательно получим

$$|E_y(r, \theta)|^2 = \frac{k_0}{r} \frac{\cos^2 \theta E_m \left( \frac{\pi m}{D} \right)^2}{\left[ \left( \frac{m\pi}{D} \right)^2 - (k_0 \sin \theta)^2 \right]^2} \times \times \begin{cases} \sin^2 \left( \frac{Dk_0}{2} \sin \theta \right) & \text{при } m = 2, 4, 6 \dots \\ \cos^2 \left( \frac{Dk_0}{2} \sin \theta \right) & \text{при } m = 1, 3, 5 \dots \end{cases}$$

$$:= \left\{ \left[ \begin{aligned} & \operatorname{ch}(k_0 d \xi) \cos(k_0 d \eta) - \frac{\eta \cos \theta}{\eta^2 + \xi^2} \sin(k_0 d \eta) \operatorname{ch}(k_0 d \xi) - \frac{\cos \theta \xi}{\xi^2 + \eta^2} \times \\ & \times \cos(k_0 d \eta) \operatorname{sh}(k_0 d \xi) \end{aligned} \right]^2 + \left[ \begin{aligned} & \operatorname{sh}(k_0 d \xi) \sin(k_0 d \eta) + \frac{\eta \cos \theta}{\eta^2 + \xi^2} \times \\ & \times \cos(k_0 d \eta) \operatorname{sh}(k_0 d \xi) - \frac{\xi \cos \theta}{\xi^2 + \eta^2} \sin(k_0 d \eta) \operatorname{ch}(k_0 d \xi) \end{aligned} \right]^2 \end{aligned} \right\}, \quad (2.16)$$

где  $\eta = F \cos \varphi$ ,  $\xi = F \sin \varphi$ ,  $\varphi = -\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\epsilon \operatorname{tg} \delta}{\epsilon - \sin^2 \theta}$ ,  $F = \sqrt[4]{(\epsilon - \sin^2 \theta)^2 + \epsilon^2 \operatorname{tg}^2 \delta}$ .

При изменении поляризации возбуждаемой волны, излучающей через диэлектрическое покрытие, магнитное поле в апертуре  $D$  направлено во всех точках вдоль оси  $u$  и не зависит от координаты  $y$ , т. е.  $H = H_y(x, z)$  (см. рис. 1.12). Тогда с учетом граничных условий на поверхностях раздела сред интеграл, определяющий поле в свободном пространстве, записывается как

$$H_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G_0(h) e^{-i\beta_0 d}}{\cos \beta d - i \frac{\beta_0 \epsilon}{\beta} \sin \beta d} e^{i(\beta_0 x + hz)} dh,$$

где величина  $G_0(h)$  имеет вид

$$G_0(h) = \int_{-\infty}^{\infty} H_y(0, z) e^{-ik_0 \sin \theta z} dz = \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} H_m \cos \left[ \frac{m\pi}{D} \left( z + \frac{D}{2} \right) \right] \times \\ \times e^{-ik_0 \sin \theta z} dz, \quad m = 1, 3, 5 \dots \quad (2.17)$$

Значение этого поля в дальней зоне определяется методом перевала и приводится к выражению, аналогичному (2.10),

$$H_y(r, \theta) = \frac{\sqrt{\frac{k_0}{r}} e^{i[k_0(r-d) - \frac{\pi}{4}]} \cos \theta G_0(k_0 \sin \theta)}{\cos(k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}) - i \frac{\epsilon \cos \theta}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \sin(k_0 d \times \\ \times \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})}. \quad (2.18)$$

Несобходимо отметить, что приведенные формулы справедливы для  $m$  – нечетных. При четных  $m$  интегралы (2.17) необходимо вычислять

в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ , в которых они расходятся. Границные условия в данном случае на бесконечном металлическом фланце не выполняются. На практике при расчетах этот факт не принимают во внимание, а вклад четных мод учитывают интегрированием (2.17) в пределах раскрыва от  $-D/2$  до  $D/2$  [15].

При  $m = 1$

$$H_y(0, z) = H_1 \cos \left[ \frac{\pi}{D} \left( z + \frac{D}{2} \right) \right] ;$$

$$G_0(h) = \int_{-D/2}^{D/2} H_1 \cos \left[ \frac{\pi}{D} \left( z + \frac{D}{2} \right) \right] e^{-ik_0 \sin \theta z} dz.$$

В общем случае для  $m$ -й моды распределения электромагнитного поля по апертуре его преобразование Фурье после интегрирования записывается как

$$G_0(k_0 \sin \theta) = i H_m \cos \left( \frac{k_0 \cos \theta D}{2} \right) \frac{k_0 \cos \theta}{k_0^2 \cos^2 \theta - \frac{m^2 \pi^2}{D^2}}.$$

Подставляя полученное выражение в (2.18), получим формулу для расчета поля излучения нечетных мод апертуры, покрытой слоем диэлектрика [41]:

$$H_y(r, \theta) = \frac{\sqrt{\frac{k_0}{r}} e^{i \left[ k_0(r-d) - \frac{\pi}{4} \right]} \cos \theta H_m \frac{k_0 \cos \theta}{(k_0 \cos \theta)^2 - \left( \frac{m\pi}{D} \right)^2}}{\cos(k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}) - i \frac{\epsilon \cos \theta}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \sin(k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \times \\ \times e^{i \frac{\pi}{2}} \cos \left( \frac{Dk_0}{2} \cos \theta \right); \quad (2.19)$$

$$|H_y(r, \theta)|^2 = \frac{k_0}{r} \frac{\cos^2 \theta H_m^2 \frac{k_0^2 \cos^2 \theta}{\left( k_0^2 \cos^2 \theta - \frac{m^2 \pi^2}{D^2} \right)^2}}{\cos^2(k_0 d \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}) + \frac{\epsilon^2 \cos^2 \theta}{\epsilon - \sin^2 \theta} \sin^2(k_0 d \times \\ \times \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \times \\ \times \cos^2 \left( \frac{Dk_0}{2} \cos \theta \right).$$

Произведенная оценка влияния однородного диэлектрического покрытия на излучение из апертуры в проводящем экране позволяет установить следующее: рассогласование антенны за счет излучения в сложную среду; возбуждение поверхностных волн на диэлектрике как  $E$ -, так и  $H$ -типов; значительное изменение формы диаграммы направленности; уменьшение КПД за счет рассогласования, дополнительных потерь в материале покрытия и возбуждения поверхностных волн; зависимость излучательной способности антенны от относительных размеров и электрических характеристик апертуры и покрытия; влияние на характеристики излучения высших типов волн, возбуждающихся в апертуре.

### § 2.3. Влияние покрытия на излучение из плоского волновода

При оценке влияния диэлектрического покрытия на характеристики излучения апертуры распределение поля по ней считалось известным. Распределение поля зависит как от относительных размеров раскрыва, так и от электрических характеристик покрытия ( $d\sqrt{\epsilon}$ ,  $\operatorname{tg} \delta$ ). В общих случаях необходимо учитывать возбуждающиеся высшие моды за счет покрытия и более строго рассчитывать характеристики излучения. В работах [2, 15, 81] представлена методика расчета, позволяющая учитывать распределение поля в раскрыве плоского волновода как функцию параметров диэлектрика, а характеристики излучения определять по найденному полю в раскрыве. На ее основе составим алгоритм счета и произведем расчет влияния диэлектрического покрытия на характеристики излучения плоского волновода [34].

Волновод в бесконечном проводящем экране, покрытом слоем диэлектрика толщиной  $d$ , показан на рис. 2.5. Пусть магнитное поле в раскрыве направлено во всех точках вдоль оси  $u$  и не зависит от координаты  $y$ , т. е.  $H = H_y(x, z)$  и является касательным. Составляющие электрического поля  $E_z$  и  $E_x$  определяются из

уравнений Максвелла:  $i\omega\epsilon_a E_z =$

$$= -\frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad i\omega\epsilon_a E_x = \frac{\partial H_y}{\partial z}. \quad \text{Используя преобразование Фурье, приходим к следующему выражению:}$$

$$H_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(h, x) \times e^{ihz} dh, \quad (2.20)$$

где

$$G(h, x) = \int_{-\infty}^{\infty} H_y(x, z) e^{-ihz} dz; \quad (2.21)$$

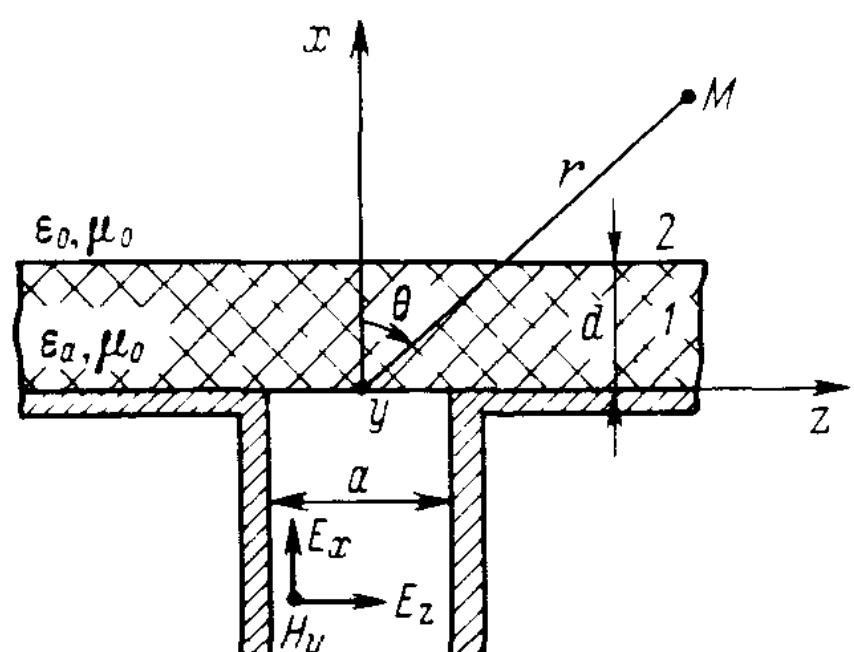


Рис. 2.5. Плоский волноводный излучатель с однородным диэлектрическим покрытием.

$h$  – постоянная распространения парциальной плоской волны в направлении оси  $z$ .

Функция  $G(h, x)$ , определяемая выражением (2.21), удовлетворяет одномерному волновому уравнению (1.15), и граничные условия записываются в аналогичном виде. Получаем решение волнового уравнения (1.15) для областей 1 и 2 рассматриваемого пространства (см. рис. 2.5):

$$G_1(h, x) = B(h) \cos \beta x + C(h) \sin \beta x; \quad (2.22)$$

$$G_2(h, x) = A(h) e^{-i \beta_0 (x - d)}. \quad (2.23)$$

Выражение для амплитуд  $G'(h, x)$  разложения касательной составляющей электрического поля  $E_z(x, z)$  по Фурье определяется из уравнения Максвелла обычным дифференцированием (2.22) и (2.23) по  $x$ :

$$G'_1(h, x) = -\frac{i \beta}{\omega \epsilon_a} [B(h) \sin \beta x - C(h) \cos \beta x]; \quad (2.24)$$

$$G'_2(h, x) = \frac{\beta_0}{\omega \epsilon_0} A(h) e^{-i \beta_0 (x - d)}. \quad (2.25)$$

Подстановка выражений (2.22) – (2.25) в граничные условия приводит к равенствам:

$$G_0(h) = B(h);$$

$$G'_0(h) = \frac{i \beta}{\omega \epsilon_a} C(h);$$

$$B(h) \cos \beta d + C(h) \sin \beta d = A(h);$$

$$-i \beta [B(h) \sin \beta d - C(h) \cos \beta d] = \epsilon \beta_0 A(h).$$

Из полученных соотношений путем несложных преобразований определяем величины  $A(h)$ ,  $B(h)$ ,  $C(h)$  через спектральную составляющую касательного электрического поля в раскрыте  $G'_0(h)$ :

$$\left. \begin{aligned} A(h) &= \frac{\omega \epsilon_0 G'_0(h)}{\beta_0} \frac{\cos \beta d}{1 + i \frac{\beta}{\epsilon \beta_0} \operatorname{tg} \beta d}; \\ B(h) &= \frac{\omega \epsilon_0 G'_0(h)}{\beta_0} \frac{1 + i \frac{\epsilon}{\beta} \operatorname{tg} \beta d}{1 + i \frac{\beta}{\epsilon \beta_0} \operatorname{tg} \beta d}; \\ C(h) &= -\frac{i \omega \epsilon_a G'_0(h)}{\beta} \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

Подстановка последних формул в (2.22), (2.23) и (2.20) позволяет найти величину магнитного поля в свободном пространстве

$$H_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_2(h, x) e^{ihz} dh = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(h) e^{-i\beta_0(x-d)} e^{ihz} dh = \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega\epsilon_0 G'_0(h)}{\beta_0} \frac{\cos\beta d}{1 + i \frac{\beta}{\epsilon\beta_0} \operatorname{tg}\beta d} e^{-i(\beta_0(x-d) - hz)} dh \quad (2.27)$$

и в слое

$$H_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_1(h, x) e^{ihz} dh = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\omega\epsilon_0 G'_0(h)}{\beta_0} \times \right. \\ \times \left. \frac{1 + i \frac{\epsilon}{\beta} \operatorname{tg}\beta d}{1 + i \frac{\beta}{\epsilon\beta_0} \operatorname{tg}\beta d} \cos\beta x - i \frac{\omega\epsilon_a G'_0(h)}{\beta} \sin\beta x \right] e^{ihz} dh \quad (2.28)$$

по фурье-образу касательного электрического поля  $G'_0(h)$ . Последний связан с распределением электрического поля по раскрыту в соответствии с формулой (2.21):

$$G'_1(h, 0) = G'_0(h) = \int_{-\infty}^{\infty} E_z(0, z') e^{-ihz'} dz' = \int_{-a/2}^{a/2} E_z(0, z') e^{-ihz'} dz'.$$

Эта связь дает возможность выразить величину магнитного поля (2.27) и (2.28) через распределение электрического поля по раскрыту волновода  $E_z(0, z')$ :

$$H_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega\epsilon_0}{\beta_0} \frac{\cos\beta d e^{-i\beta_0(x-d)}}{1 + i \frac{\beta}{\epsilon\beta_0} \operatorname{tg}\beta d} \times \\ \times \int_{-a/2}^{a/2} E_z(0, z') e^{ih(z-z')} dz' dh; \quad (2.29)$$

$$H_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\omega\epsilon_0}{\beta_0} \frac{1 + i \frac{\epsilon}{\beta} \operatorname{tg}\beta d}{1 + i \frac{\beta}{\epsilon\beta_0} \operatorname{tg}\beta d} \cos\beta x - i \frac{\omega\epsilon_a}{\beta} \sin\beta x \right] \times \\ \times \int_{-a/2}^{a/2} E_z(0, z') e^{ih(z-z')} dz' dh. \quad (2.30)$$

Выражения для электрического поля  $E_z(x, z)$ ,  $E_x(x, z)$  определяются из уравнений Максвелла дифференцированием формул (2.29), (2.30) по  $x$  и по  $z$ . Поэтому задача сводится к отысканию касательного электрического поля в раскрыве  $E_z(0, z')$ , которое позволяет рассчитать все составляющие электромагнитного поля в областях 1 и 2 (см. рис. 2.5):  $H_y(x, z)$ ,  $E_z(x, z)$ ,  $E_x(x, z)$ . Для этого необходимо разложить касательные составляющие поля в области  $x < 0$  по собственным волнам  $\Phi_n(z, x)$  в волноводе и, воспользовавшись ортогональностью этих волн, выразить касательное магнитное поле через электрическое поле в раскрыве  $E_z(0, z')$  [2]:

$$\Phi_n(x, z) = \sqrt{\frac{a}{2}} \cos \frac{2\pi}{a} z e^{\pm i \beta_n x}.$$

Касательные составляющие поля в раскрыве волновода представляются в виде суммы падающей волны и волн, отраженных от слоя:

$$\begin{aligned} E_z(0, z) &= 2\Phi_1(z) + \sum_{n=1}^{\infty} V_n \Phi_n(z); \\ H_y(0, z) &= 2y_1 \Phi_1(z) - \sum_{n=1}^{\infty} y_n V_n \Phi_n(z) = 2y_1 \Phi_1(z) - \\ &- \sum_{n=1}^{\infty} y_n \Phi_n(z) \int_{-a/2}^{a/2} \Phi_n(z') E_z(0, z') dz', \end{aligned} \quad (2.31)$$

где в силу ортонормированности функций  $\Phi_n(z)$  амплитуды неизвестных возбуждаемых мод волновода  $V_n$  будут

$$V_n = \int_{-a/2}^{a/2} \Phi_n(z') E_z(0, z') dz'; \quad y_n = \frac{i \omega}{\beta_n} \sqrt{\frac{2}{a}}.$$

Непрерывность касательного магнитного поля в раскрыве, т. е. равенство выражений (2.30) и (2.31) при  $x = 0$ , приводит к интегральному уравнению первого рода относительно электрического поля в раскрыве:

$$2y_1 \Phi_1(z) - \sum_{n=1}^{\infty} y_n \Phi_n(z) \int_{-a/2}^{a/2} \Phi_n(z') E_z(0, z') dz' = \frac{1}{2\pi} \times \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \epsilon_0}{\beta_0} \frac{1 + i \frac{\epsilon}{\beta} \operatorname{tg} \beta d}{1 + i \frac{\epsilon \beta_0}{\beta} \operatorname{tg} \beta d} \int_{-a/2}^{a/2} e^{i h(z - z')} E_z(0, z') dz' dh; \right\} \quad (2.32)$$

$$2y_1 \Phi_1(z) = \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} y_n \Phi_n(z) \Phi_n(z') + \frac{1}{2\pi} \times \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \epsilon_0}{\beta_0} \frac{1 + i \frac{\epsilon}{\beta} \operatorname{tg} \beta d}{1 + i \frac{\epsilon \beta_0}{\beta} \operatorname{tg} \beta d} e^{i h(z - z')} dh \right\} E_z(0, z') dz'.$$

В основе решения уравнения (2.32) лежат дискретные и непрерывные спектральные составляющие. Его можно представить в виде ряда алгебраических уравнений на основе метода моментов [15], а конечные числовые результаты в каждом конкретном случае получить с помощью ЭВМ.

Метод моментов решения функционального уравнения вида  $F[z, U(z)] = 0$  заключается в следующем: пусть искомая функция  $U(z)$  определена на множестве  $a$  и на этом множестве задана полная ортонормированная система функций  $\Phi_m(z)$ . Тогда следует искать решение  $U(z)$  в виде

$$\tilde{U}(z) = \sum_{m=1}^N V'_m \Phi_m(z),$$

в котором  $\tilde{U}(z)$  является приближенным, если выполняется условие ортогональности

$$\int_a F[z, \tilde{U}(z)] \Phi_k(z) dz = 0, k = 1, 2, \dots, N.$$

В соответствии с этим для решения интегрального уравнения (2.32) необходимо представить поле в раскрытии волновода в следующем виде:

$$\tilde{E}_z(0, z') = \sum_{p=1}^N V'_p \Phi_p(z), \quad (2.33)$$

тогда левая часть уравнения

$$2y_1 \Phi_1(z) - \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} y_n \Phi_n(z) \Phi_n(z') + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \epsilon_0}{\beta_0} \frac{1 + i \frac{\epsilon}{\beta} \operatorname{tg} \beta d}{1 + i \frac{\beta}{\epsilon \beta_0} \operatorname{tg} \beta d} \times \right. \\ \left. \times e^{ih(z-z')} dh \right\} \tilde{E}_z(0, z') dz' = 0$$

должна удовлетворять равенствам условия ортогональности:

$$2y_1 \int_{-a/2}^{a/2} \Phi_1(z) \Phi_q(z) dz - \int_{-a/2}^{a/2} \Phi_q(z) \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \sum_{p=1}^{\infty} y_p \Phi_p(z) \Phi_p(z') + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \epsilon_0}{\beta_0} \frac{1 + i \frac{\epsilon}{\beta} \operatorname{tg} \beta d}{1 + i \frac{\beta}{\epsilon \beta_0} \operatorname{tg} \beta d} e^{ih(z-z')} dh \right\} \tilde{E}_z(0, z') dz' dz = 0.$$

В силу условия ортонормированности функций  $\Phi_n(z)$  получают

$$2y_1\delta_{q1} = \delta_{qp}y_p \int_{-a/2}^{a/2} \Phi_p(z') \tilde{E}_z(0, z') dz' + \frac{1}{2\pi} \int_{-a/2}^{a/2} \Phi_q(z) \times \\ \times \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega\epsilon_0}{\beta_0} \frac{1+i\frac{\epsilon}{\beta}\operatorname{tg}\beta d}{1+i\frac{\beta}{\epsilon\beta_0}\operatorname{tg}\beta d} e^{ih(z-z')} dh \tilde{E}_z(0, z') dz' dz,$$

где  $\delta_{qp} = 1$  при  $q = p$ ;  $\delta_{qp} = 0$  при  $q \neq p$ .

Подставим в последнее выражение решение (2.33):

$$2y_1\delta_{q1} = \sum_{p=1}^N \left\{ \delta_{qp}y_p + \frac{1}{2\pi} \int_{-a/2}^{a/2} \Phi_q(z) \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega\epsilon_0}{\beta_0} \frac{1+i\frac{\epsilon}{\beta}\operatorname{tg}\beta d}{1+i\frac{\beta}{\epsilon\beta_0}\operatorname{tg}\beta d} \times \right. \\ \left. \times e^{ih(z-z')} dh \Phi_p(z') dz' dz \right\} V'_p.$$

Это – алгебраическая система  $N$  уравнений с  $N$  неизвестными коэффициентами, имеющая следующий вид [15, 81]:

$$2y_1\delta_{q1} = \sum_{p=1}^N B_{qp} V'_p, \quad q = 1, 2, \dots, N,$$

где  $B_{qp}$  – матричные элементы, содержащие члены предыдущего выражения в фигурных скобках. Выполнение окончательных вычислений данной системы сложно из-за наличия труднообозримого интеграла в бесконечных пределах. Опуская громоздкие математические преобразования  $B_{qp}$ , запишем блок-схему счета поля в раскрытии антенны с диэлектрическим покрытием и окончательные выражения для коэффициентов.

I. Исходные данные:  $\epsilon$ ,  $\omega(k_0)$ ,  $a$ ,  $d$ ; необходимая точность вычислений –  $\Delta$ .

II. Вычисление коэффициентов  $C_{qp}$  при  $p, q \leq N_0$  с точностью  $\Delta/10$ .

$$C_{qp} = \frac{8\omega\epsilon_a}{\pi} \frac{1}{q^2 - p^2} \int_0^a H_0^{(2)}(k_0 \sqrt{\epsilon} z) \left( p \sin \frac{2p\pi}{a} z - q \sin \frac{2q\pi}{a} z \right) dz;$$

при  $p \neq q$

$$C_{pq} = -\frac{8\omega\epsilon_a}{\pi} \frac{1}{2p} \int_0^a H_0^{(2)}(k_0 \sqrt{\epsilon} z) \left( \sin \frac{2p\pi}{a} z + \frac{2\pi p}{a} z \cos \frac{2p\pi}{a} z \right) dz,$$

где  $H_0^{(2)}(k_0 \sqrt{\epsilon} z)$  – функция Ханкеля второго рода, имеющая логарифмическую особенность в нуле, которая представляется в виде отрезка ряда в окрестности нуля.

III. Вычисление коэффициентов  $D_{qp}$  при  $p, q < N_0$  с точностью  $\Delta/10$ :

$$D_{qp} = \frac{16\omega\epsilon_a a^4}{i\pi} \underset{h=h_p}{\text{res}} \frac{\beta - \epsilon\beta_0}{\beta} \frac{1 - i \operatorname{tg} \beta d}{\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d} \frac{h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2q\pi)^2][(ah)^2 - (2p\pi)^2]} +$$

$$+ 64\omega\epsilon_a a^4 (v. p.) \int_0^M \frac{\beta - \epsilon\beta_0}{\beta} \frac{1 - i \operatorname{tg} \beta d}{\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d} \frac{h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2q\pi)^2] \times [(ah)^2 - (2p\pi)^2]} dh,$$

где  $h_p$  – действительный корень уравнения поверхностных волн;  $\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d$ ,  $\beta_0 = i\sqrt{k_0^2 - h^2}$ ;  $\beta = i\sqrt{k^2 - h^2}$ ;  $\text{res}$  – вычет подынтегральной функции в полюсе;

$M = 5$ ; ( $v. p.$ ) – в смысле главного значения

1-й этап. Отыскание  $h_p$ .  $h_p \in [k_0, k]$ . На этом промежутке уравнение имеет вид:  $\epsilon\sqrt{h^2 - k_0^2} - \sqrt{k^2 - h^2} \operatorname{tg} d\sqrt{k^2 - h^2} = 0$ . Это уравнение решается по методу хорд.

2-й этап. Вычисление вычета подынтегральной функции в полюсе:

$$\begin{aligned} & \underset{h=h_p}{\text{res}} \frac{\beta - \epsilon\beta_0}{\beta} \frac{1 - i \operatorname{tg} \beta d}{\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d} \frac{h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2q\pi)^2][(ah)^2 - (2p\pi)^2]} = \\ &= \frac{(\beta - \epsilon\beta_0)(1 - i \operatorname{tg} \beta d)h^2 \sin^2 ah}{\beta[(ah)^2 - (2q\pi)^2][(ah)^2 - (2p\pi)^2]} \Big|_{h=h_p} \cdot \left( \frac{h}{\sqrt{h^2 - k_0^2}} + \frac{h\sqrt{h^2 - k_0^2}}{k^2 - h^2} + \right. \\ & \quad \left. + \frac{hd}{\cos^2 d\sqrt{k^2 - h^2}} \right) \Big|_{h=h_p}. \end{aligned}$$

3-й этап. Вычисление интеграла.

$$\begin{aligned} & \int_0^M \frac{\beta - \epsilon\beta_0}{\beta} \frac{1 - i \operatorname{tg} \beta d}{\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d} \frac{h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2q\pi)^2][(ah)^2 - (2p\pi)^2]} dh = \\ &= \int_0^M \xi(h) dh. \end{aligned}$$

Разбиваем пределы интегрирования:

$$\begin{aligned} & \int_0^M \xi(h) dh = \int_0^{h_p - 2\Delta} \xi(h) dh + (v. p.) \int_{h_p - 2\Delta}^{h_p + 2\Delta} \xi(h) dh + \int_{h_p + 2\Delta}^{k - 2\Delta} \xi(h) dh + \\ & + \int_{k - 2\Delta}^{k + 2\Delta} \xi(h) dh + \int_{k + 2\Delta}^M \xi(h) dh \end{aligned}$$

при предположении малости  $a$  такой, что  $\frac{2\pi}{a} > M$ . Отметим, что первый, третий и пятый интегралы не имеют особенностей. Рассмотрим последовательное вычисление слагаемых.

1. Подынтегральная функция интеграла  $\int_0^{h_p-2\Delta} \xi(h) dh$  на промежутке  $[0, h_p - 2\Delta]$  не имеет особенностей. Вычисление можно осуществить с помощью стандартной подпрограммы, при этом первые сомножители удобно взять в виде

$$\frac{\beta - \epsilon\beta_0}{\beta} \frac{\cos \beta d - i \sin \beta d}{\epsilon\beta_0 \cos \beta d + i \beta \sin \beta d},$$

где  $\beta = \sqrt{k^2 - h^2}$ ;  $\beta_0 = \sqrt{k_0^2 - h^2}$  при  $h < k_0$ ;  $\beta_0 = -i\sqrt{h^2 - k_0^2}$  при  $h > k_0$ .

2. Второй интеграл (в. п.)  $\int_{h_p-2\Delta}^{h_p+2\Delta} \xi(h) dh$  преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} & (\text{в. п.}) \int_{h_p-2\Delta}^{h_p+2\Delta} \frac{1}{\epsilon\beta_0 \cos \beta d + i \beta \sin \beta d} \frac{(\beta - \epsilon\beta_0)(\cos \beta d - i \sin \beta d)}{\beta} \times \\ & \times \frac{h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2p\pi)^2][(ah)^2 - (2q\pi)^2]} dh \approx \\ & \approx \frac{(\beta - \epsilon\beta_0)(\cos \beta d - i \sin \beta d)h^2 \sin^2 ah}{\beta[(ah)^2 - (2p\pi)^2][(ah)^2 - (2q\pi)^2]} \Big|_{h=h_p} \times \\ & \times \int_{h_p-2\Delta}^{h_p+2\Delta} \frac{1}{\epsilon\beta_0 \cos \beta d + i \beta \sin \beta d} dh = \\ & = \frac{(\beta - \epsilon\beta_0)(\cos \beta d - i \sin \beta d)h^2 \sin^2 ah}{\beta[(ah)^2 - (2p\pi)^2][(ah)^2 - (2q\pi)^2]} \Big|_{h=h_p} \times \\ & \times \int_{h_p-2\Delta}^{h_p+2\Delta} \frac{dh}{(h - h_p)A + (h - h_p)^2 B}, \end{aligned}$$

где

$$A = (-i\epsilon\sqrt{h^2 - k_0^2} \cos \sqrt{k^2 - h^2}d + i\sqrt{k^2 - h^2} \sin \sqrt{k^2 - h^2}d)'_h \Big|_{h=h_p},$$

$$B = \frac{1}{2} (-i\epsilon\sqrt{h^2 - k_0^2} \cos \sqrt{k^2 - h^2}d + i\sqrt{k^2 - h^2} \sin \sqrt{k^2 - h^2}d)''_h \Big|_{h=h_p}$$

или

$$A = -i(\epsilon\sqrt{h^2 - k_0^2} \sin \sqrt{k^2 - h^2}d \frac{hd}{\sqrt{k^2 - h^2}} + \frac{\epsilon h}{\sqrt{h^2 - k_0^2}} \cos \sqrt{k^2 - h^2}d +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{h}{\sqrt{k^2 - h^2}} \sin \sqrt{k^2 - h^2} d + h d \cos \sqrt{k^2 - h^2} d \Big|_{h=h_p} ; \\
B = & - \frac{i}{2} \left( \frac{\epsilon h^2 d}{\sqrt{h^2 - k_0^2} \sqrt{k^2 - h^2}} \sin \sqrt{k^2 - h^2} d - \frac{\epsilon h^2 d^2 \sqrt{h^2 - k_0^2}}{k^2 - h^2} \times \right. \\
& \times \cos \sqrt{k^2 - h^2} d + \frac{\epsilon^2 k_0^2 d \sqrt{h^2 - k_0^2}}{(k^2 - h^2)^{3/2}} \sin \sqrt{k^2 - h^2} d - \frac{\epsilon k_0^2}{(h^2 - k_0^2)^{3/2}} \times \\
& \times \cos \sqrt{k^2 - h^2} d - \frac{\epsilon h^2 d}{\sqrt{h^2 - k_0^2} \sqrt{k^2 - h^2}} \sin \sqrt{k^2 - h^2} d + \frac{k_0^2 \epsilon}{(k^2 - h^2)^{3/2}} \times \\
& \times \sin \sqrt{k^2 - h^2} d - \frac{h^2 d}{k^2 - h^2} \cos \sqrt{k^2 - h^2} d + d \cos \sqrt{k^2 - h^2} d - \frac{h^2 d^2}{\sqrt{k^2 - h^2}} \times \\
& \left. \times \sin \sqrt{k^2 - h^2} d \right) \Big|_{h=h_p} .
\end{aligned}$$

Следовательно,

$$\begin{aligned}
(v.p.) \int_{h_p-2\Delta}^{h_p+2\Delta} \frac{dh}{A(h-h_p) \left(1 + \frac{B}{A}(h-h_p)\right)} & \approx \\
\approx (v.p.) \int_{h_p-2\Delta}^{h_p+2\Delta} \frac{1 - \frac{B}{A}(h-h_p) + \left(\frac{B}{A}\right)^2 (h-h_p)^2 - \left(\frac{B}{A}\right)^3 (h-h_p)^3}{A(h-h_p)} & = \\
= 2 \int_{h_p}^{h_p+2\Delta} \left( -\frac{B}{A^2} - \frac{B^3}{A^4} (h-h_p^2) \right) dh & = -4 \frac{B}{A^2} \Delta - \frac{16}{3} \frac{B^3}{A^4} \Delta^3 .
\end{aligned}$$

Итак, второй интеграл определяется выражением

$$\begin{aligned}
(v.p.) \int_{h_p-2\Delta}^{h_p+2\Delta} \frac{1}{\epsilon \beta_0 \cos \beta d + i \beta \sin \beta d} & \frac{(\beta - \epsilon \beta_0)(\cos \beta d - i \sin \beta d) h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2p\pi)^2][(ah)^2 - (2q\pi)^2] \beta} \times \\
\times dh & \approx \frac{(\beta - \epsilon \beta_0)(\cos \beta d - i \sin \beta d) h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2p\pi)^2][(ah)^2 - (2q\pi)^2] \beta} \Big|_{h=h_p} \left[ -4 \frac{B}{A^2} \Delta \times \right. \\
& \times \left. \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{B^2}{A^2} \Delta^2 \right) \right] .
\end{aligned}$$

3. Теперь рассмотрим третий и пятый интегралы:

$$\int_{-h_p+2\Delta}^{k-2\Delta} \frac{h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2p\pi)^2][(ah)^2 - (2q\pi)^2]} \frac{\beta - \epsilon\beta_0}{\beta} \times \\ \times \frac{1 - i \operatorname{tg} \beta d}{\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d} dh;$$

$$\int_{k+2\Delta}^M \frac{h^2 \sin^2 ah}{[(ah)^2 - (2p\pi)^2][(ah)^2 - (2q\pi)^2]} \frac{\beta - \epsilon\beta_0}{\beta} \times \\ \times \frac{1 - i \operatorname{tg} \beta d}{\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d} dh.$$

Они не имеют особенностей и вычисляются непосредственно обращением к подпрограмме интегрирования. Нужно только учесть, что в третьем интеграле  $\beta = \sqrt{k^2 - h^2}$ , а в пятом —  $\beta = -i\sqrt{h^2 - k^2}$ .

4. Четвертый интеграл имеет вид

$$\int_{k-2\Delta}^{k+2\Delta} \frac{1}{\beta} \frac{(\beta - \epsilon\beta_0)(1 - i \operatorname{tg} \beta d)}{(\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d)} \frac{h^2 \sin^2 ah}{[(ha)^2 - (2p\pi)^2][(ha)^2 - (2q\pi)^2]} dh \approx \\ \approx \int_{k-2\Delta}^{k+2\Delta} \frac{dh}{\beta} \cdot \left( -\frac{k^2 \sin^2 ak}{[a^2 k^2 - (2p\pi)^2][a^2 k^2 - (2q\pi)^2]} \right).$$

Интеграл  $\int_{k-2\Delta}^{k+2\Delta} \frac{dh}{\beta}$  вычисляется явно:

$$\int_{k-2\Delta}^{k+2\Delta} \frac{dh}{\beta} = \frac{\pi}{2} - \arcsin \left( 1 - \frac{2\Delta}{k} \right) + i \ln \frac{k + 2\Delta + \sqrt{4\Delta^2 + 4\Delta k}}{k},$$

поэтому

$$\int_{k-2\Delta}^{k+2\Delta} \frac{1}{\beta} \frac{(\beta - \epsilon\beta_0)(1 - i \operatorname{tg} \beta d)h^2 \sin^2 ah}{(\epsilon\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d)[(ha)^2 - (2p\pi)^2][(ha)^2 - (2q\pi)^2]} \approx \\ \approx - \left[ \frac{\pi}{2} - \arcsin \left( 1 - \frac{2\Delta}{k} \right) + i \ln \frac{k + 2\Delta + \sqrt{4\Delta^2 + 4\Delta k}}{k} \right] \times \\ \times \frac{k^2 \sin^2 ak}{[a^2 k^2 - (2p\pi)^2][a^2 k^2 - (2q\pi)^2]}.$$

#### IV. Решение системы

$$\sum B_{qp} V_p^{N_0} = 2y_1 \delta_{q1}, \quad q = 1, 2, \dots N_0,$$

где  $B_{qp} = y_p \delta_{qp} + D_{qp} + C_{qp}$ ;  $y_p = \frac{i\omega}{\sqrt{\left(\frac{p\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}} \sqrt{\frac{2}{a}}$ .

V. Сравнение  $|V_p^{N_0} - V_p^{N_0+1}| < \Delta$ . Если неравенство не выполнено, то проводят еще один цикл счета  $N_0 \rightarrow N_0 + 1$ , начиная с п. II. Если неравенство выполнено, то переходят к расчету характеристик излучения по найденному полю в раскрыте антенны.

Расчет поля излучения в дальней зоне производится методом перебала. Для вычисления интеграла (2.27) вводится полярная система координат  $r, \theta$  и производится замена переменных  $h = k_0 \sin \alpha$ . Тогда контур интегрирования на плоскости комплексного переменного  $\alpha$  будет таким, что при  $k_0 r \rightarrow \infty$  интеграл сходится. Мощность поверхностной волны определяется интегрированием вектора Пойнтинга, нормального к направлению максимального излучения антенны без диэлектрика, и вкладом вычетов в полюсах подынтегральной функции (2.27). Эти вычеты стремятся к нулю при  $r \rightarrow \infty$ , т. е. слабо влияют на изменение формы диаграммы направленности, но в значительной степени определяют входное сопротивление антенны. Отраженная мощность рассчитывается возведением в квадрат коэффициентов отражения собственных волн  $\Phi_n(x, z)$  в волноводе. Аналогичный подход применяется для расчета характеристик излучения волновода с диэлектрическим покрытием на волнах типа  $H$  [2, 81].

На рис. 2.6, а приведены нормированные диаграммы направленности (ДН) волновода на волнах типа  $E$ , а на рис. 2.6, б на волнах типа  $H$ . Кривая  $\epsilon = 1$  соответствует диаграмме направленности в отсутствие покрытия. С увеличением диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  наблюдается расширение ДН и рост угла максимального излучения  $\theta$  до  $90^\circ$ ; так, для  $\epsilon = 10$  максимальное излучение имеет место при угле  $\theta = 70^\circ$ .

Диаграммы направленности на рис. 2.6, б характеризуются определенными соотношениями, при которых возбуждается первая мода поверхностной волны. При  $\epsilon = 1, 2, 4$ ; поверхность волны не возбуждаются, а при  $\epsilon = 6, 8, 12, 20$  – возбуждаются. С ростом  $\epsilon$  растет и число высших типов поверхностных волн.

Так как расчет диаграмм направленностей произведен методом перебала, то вклад поверхностных волн в излучение антенны не учитывается, поэтому эти кривые не отображают перераспределение энергии излучения в осевом направлении в энергию поверхностной волны при больших значениях диэлектрической проницаемости. Увеличение значения диэлектрической проницаемости ведет к увеличению мощности поверхностной волны, поэтому излучаемая мощность, т. е. площадь приведенных на

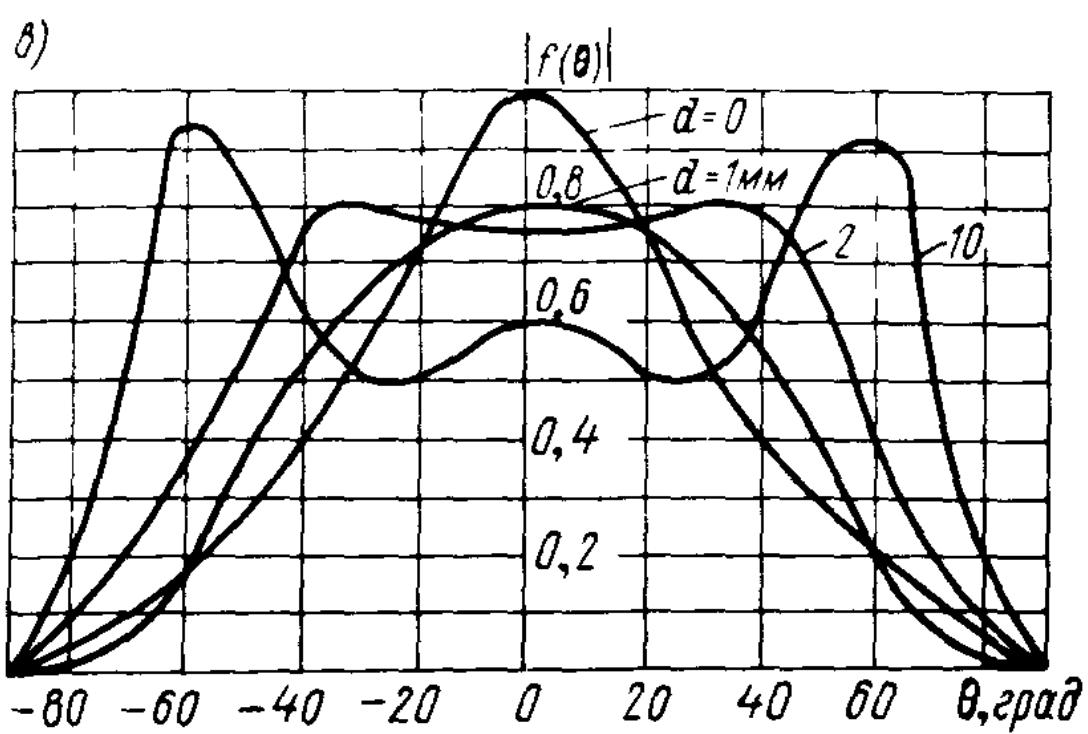
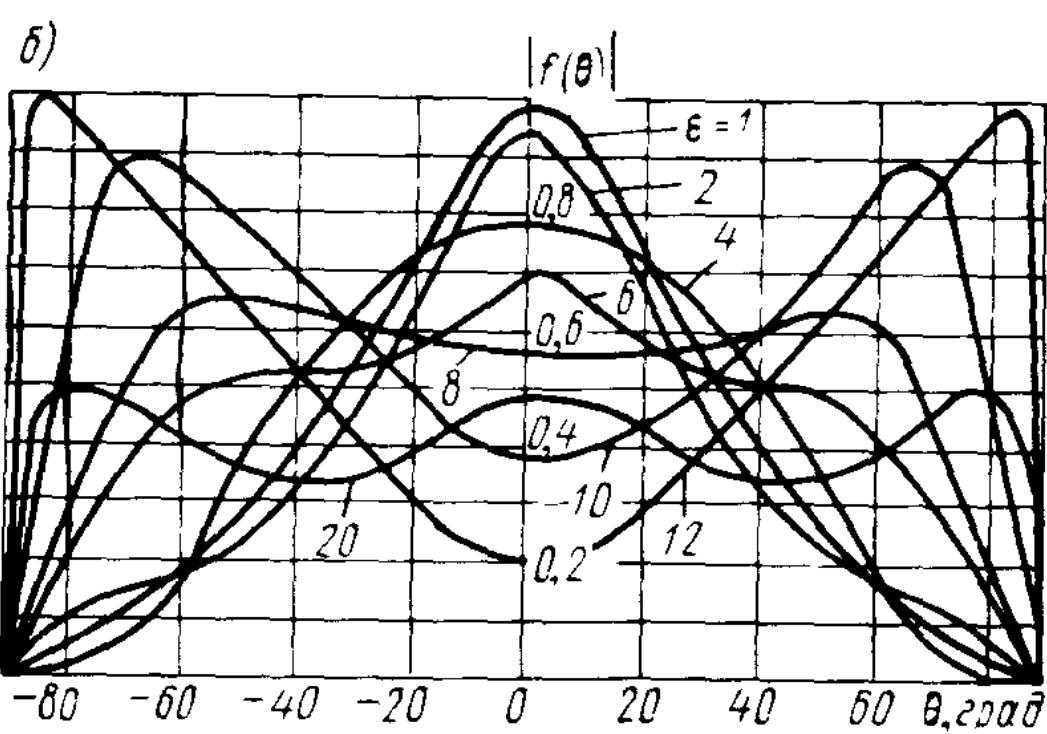
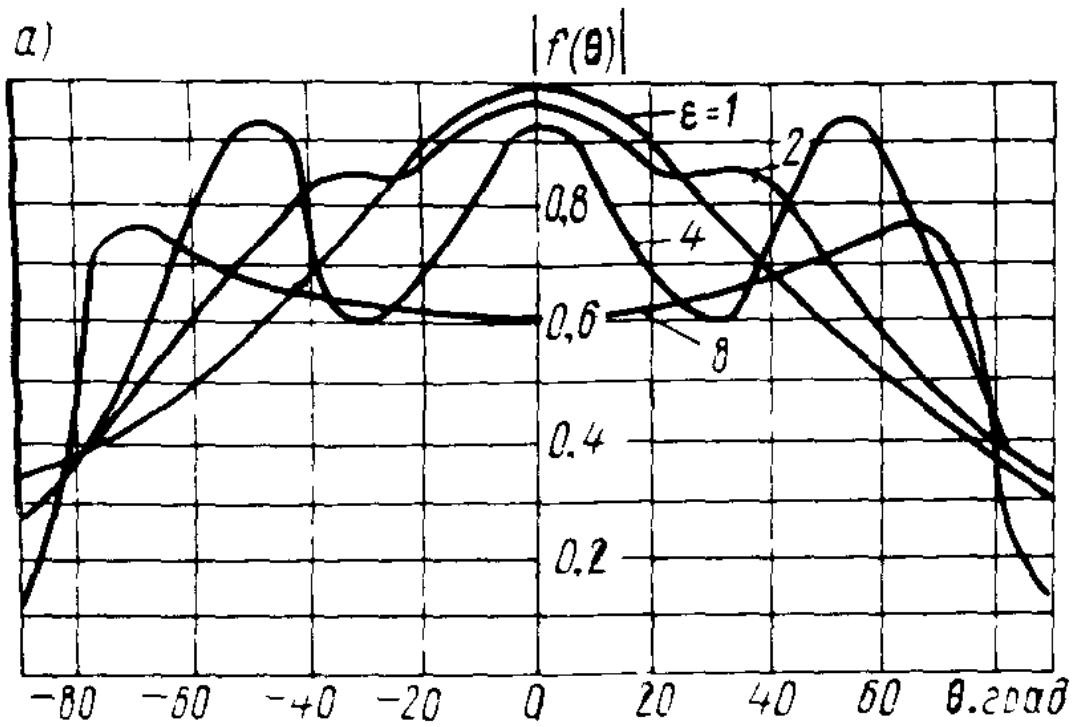


Рис. 2.6. Нормированные диаграммы направленности: а –  $\lambda = 8 \text{ мм}$ ,  $d = 10 \text{ мм}$ ,  $a = 2 \text{ мм}$  при  $\epsilon = \text{var}$ ; б –  $\lambda = 8 \text{ мм}$ ,  $d = 1 \text{ мм}$ ,  $a = 6 \text{ мм}$  при  $\epsilon = \text{var}$ ; в –  $\lambda = 8 \text{ мм}$ ,  $\epsilon = 4 \text{ мм}$ ,  $a = 6 \text{ мм}$  при  $d = \text{var}$ .

рис. 2.6, *a*, *b* диаграмм направленностей, будет относительно уменьшаться с ростом  $\epsilon$  вследствие их нормирования.

На рис. 2.6, *c* приведены диаграммы направленности этой же антенны при различной толщине диэлектрического покрытия и  $\epsilon = 4$ . Диаграммы направленности при  $d = 0$  и  $d = 1$  мм совпадают с диаграммами направленности при  $\epsilon = 1$  и  $\epsilon = 4$  на рис. 2.6, *b*. Начиная с толщины слоя  $d = 1,16$  мм, имеет место первая мода поверхности волны *H*. Дальнейший рост толщины покрытия ведет к появлению мод более высокого порядка. Диаграммы направленностей (рис. 2.7) с ростом  $d$  искажаются, и угол максимального излучения стремится к перпендикулярному направлению, что можно объяснить увеличением электрической толщины слоя, приводящей к большему повороту фазового фронта парциальной волны [2, 81]. При определенных размерах волновода, при которых  $\lambda/a$  меньше критической для поверхности волны ( $\lambda/a = 1,312, \epsilon = 4$ ), энергия, излучаемая под углами, близкими к  $90^\circ$ , преобразуется в поле поверхности волны различных мод. Если же  $\lambda/a$  больше критической для поверхности волны, то последняя не возбуждается, и направление максимального излучения стремится к перпендикулярному.

На рис. 2.8, *a* построены кривые, отражающие распределение мощностей между излучаемыми, поверхностными и отраженными волнами:  $P_T$ ,  $P_S$ ,  $P_R$  соответственно, при возбуждении антенны падающей *H* волной единичной мощности. Увеличение диэлектрической проницаемости ведет к росту мощности отраженной волны  $P_R$  и падению мощности излучаемой волны  $P_T$ . Увеличение мощности поверхности волны начинается только с  $\epsilon = 5$ , так как только при  $\epsilon > 5$  возбуждается первая мода *H* поверхности волны при рассматриваемых на рис. 2.6, *b* размерах антенной системы.

Мощность  $P_S$  может достигать 21% подводимой мощности (для  $\epsilon = 11$  даже при сравнительно тонком слое покрытия:  $d = 1$  мм). Рост мощности  $P_R$  объясняется увеличением коэффициента отражения от сред при резких изменениях их электромагнитных параметров.

Периодические изменения значений  $P_R$  и  $P_T$  определяются просветлением полуволновых слоев, которое периодически повторяется при изменении диэлектрической проницаемости. Отметим, что сумма мощностей волн — отраженной, поверхностных и излученной — равна падающей мощности в соответствии с законом сохранения энергии.

На рис. 2.8, *b* показана зависимость мощности поверхности волны, возбуждаемой слоем, от толщины слоя  $d$  для различных значений диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ . С увеличением толщины слоя  $d$  и ростом диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  мощность поверхностных волн  $P_S$  растет. При  $\epsilon = 2, 4$  поверхность волна возбуждается при толщине слоя 2 и 1,16 мм соответственно. Количество энергии, переносимой волной, может быть значительным. Так, при  $\epsilon = 10$  и толщине слоя  $d = 10$  мм мощность  $P_S$  приблизительно равна 60% всей подводимой мощности к антенне.

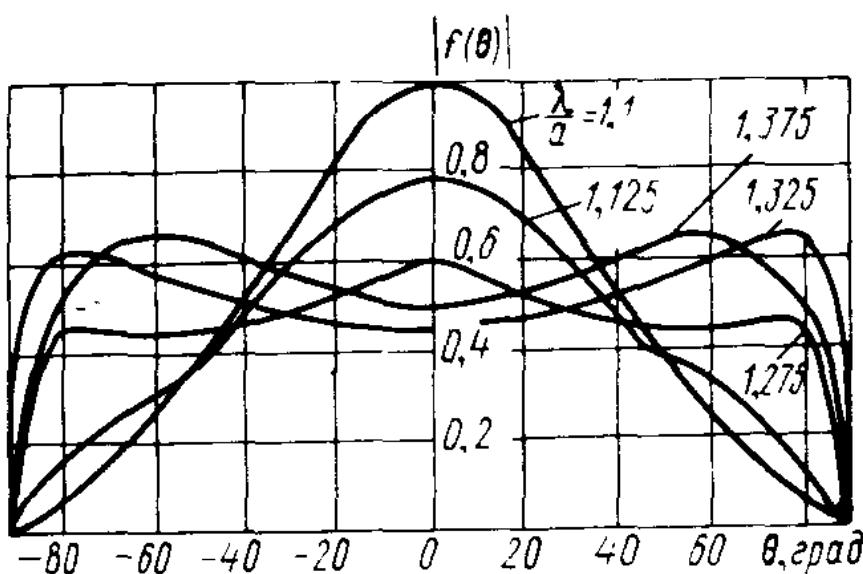


Рис. 2.7. Нормированные диаграммы направленности ( $\epsilon = 6$ ,  $d/a = 0,147$ ) при  $\lambda/a = \text{var}$ .

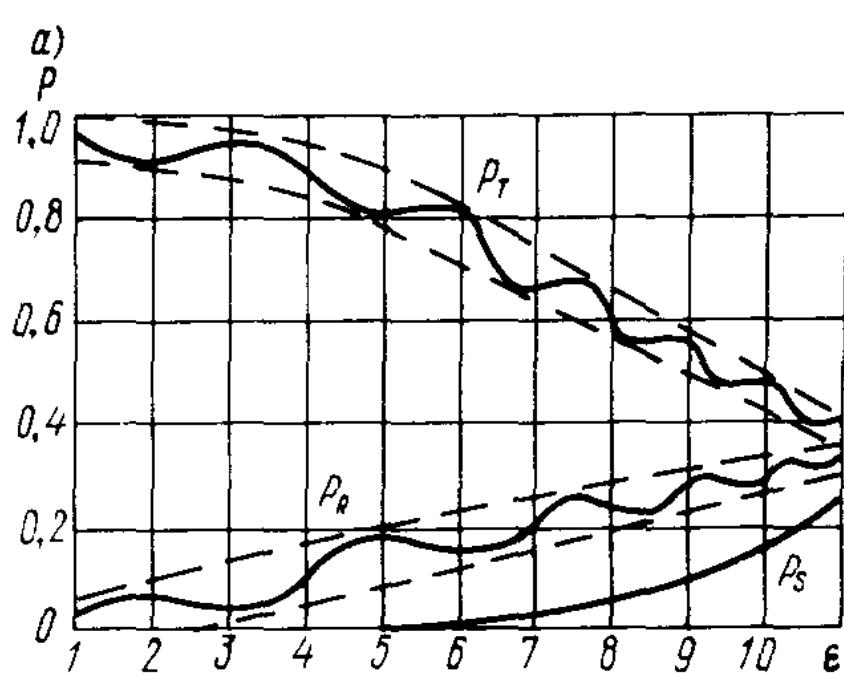


Рис. 2.8. Зависимости мощностей: а – излучаемых  $P_T$ , отраженных  $P_R$  и поверхностных  $P_S$  волн от  $\epsilon$ ; б – поверхностных волн  $P_S$  от толщины диэлектрического покрытия при  $\epsilon = \text{var}$ .

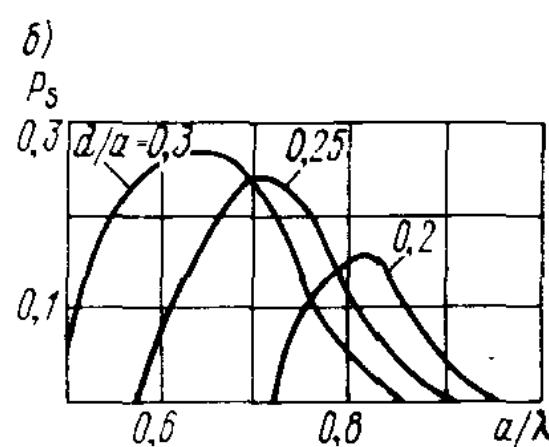
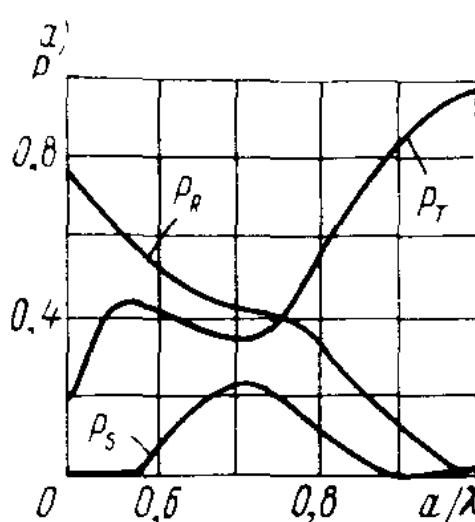
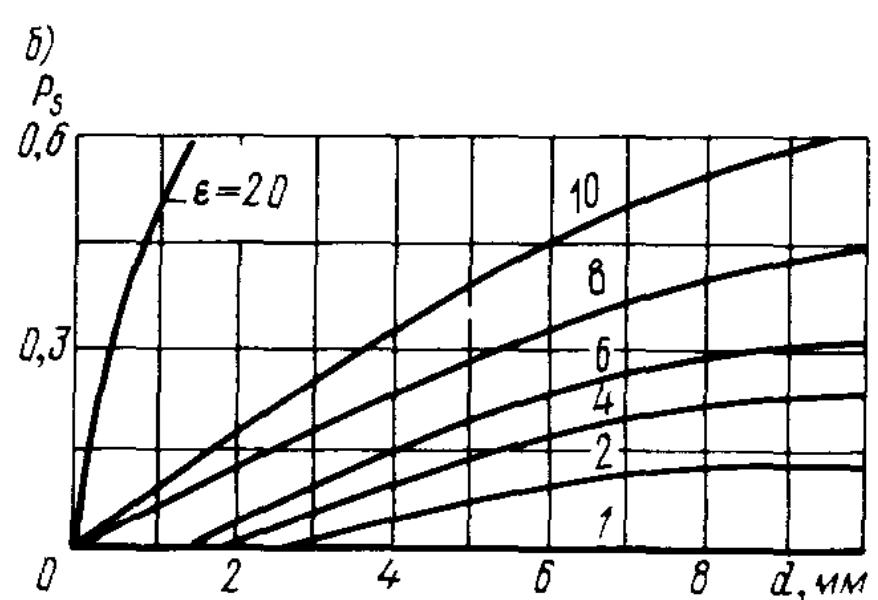
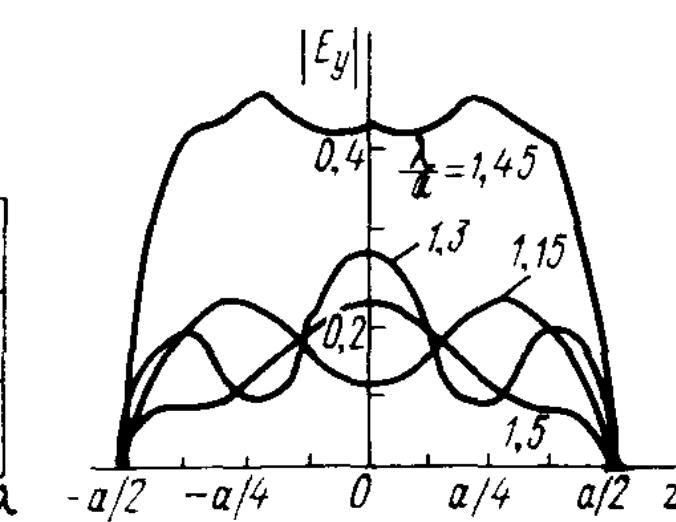


Рис. 2.9. Зависимости мощностей: а –  $P_T$ ,  $P_R$ ,  $P_S$  от относительного размера раскрыва волновода  $a/\lambda$ ; б –  $P_S$  от  $a/\lambda$  при различных толщинах диэлектрического покрытия.

Рис. 2.10. Графики распределения электрического поля по раскрыву волновода ( $\epsilon = 6$ ,  $d/a = 0,147$ ) при  $\lambda/a = \text{var}$ .



Так как антenna рассчитывается для излучения в направлении нормали к раскрыву, то энергия поверхностной волны будет определять потери, кроме того, она вызовет дополнительные паразитные излучения под различными углами.

Зависимость мощностей  $P_T$ ,  $P_S$ ,  $P_R$  от относительного размера раскрыва волновода представлена на рис. 2.9, а для  $\epsilon = 4$ ,  $d/a = 0,25$  [2, 81]. Возбуждение поверхностной волны  $H$  имеет место при  $a/\lambda > 0,58$ . Рис. 2.9, б показывает изменения мощности  $P_S$  поверхностной волны в зависимости от  $a/\lambda$  для разных толщин покрытия. Максимумы  $P_S$  наблюдаются при таких  $a/\lambda$ , у которых фазовые скорости поверхностной волны имеют одинаковые значения для покрытий разной толщины [2, 81]. Распределение электрического поля  $E_y$  по раскрыву волновода изображено на рис. 2.10 ( $\epsilon = 6$ ,  $d/a = 0,147$ ) [8, 21]. Покрытие может существенно влиять на это распределение. Так, по отношению к падающей моде различие в распределении определяется в основном модой третьего порядка. Длины волн высших мод приблизительно соответствуют диапазону возбуждения поверхностных волн.

При наличии потерь в диэлектрике расчет можно проводить по той же схеме, заменив действительную диэлектрическую проницаемость на комплексную  $\epsilon \rightarrow \dot{\epsilon}$  (см. рис. 2.5). Формально эти расчеты даже проще, так как полюса подынтегрального выражения интегралов в бесконечных пределах (2.29) и (2.30), т. е. корни уравнения

$$\dot{\epsilon}\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d = 0 \quad (2.34)$$

сходят с действительной оси комплексной переменной  $h$ . Однако в этом случае появляются особенности при оценке вычетов в полюсах, связанные с выбором контуров интегрирования по ним. Запишем подынтегральное выражение как  $f(h)/\dot{\epsilon}\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d$ , где  $f(h)$  – регулярная функция. Вычисление любого интеграла от заданной комплекснозначной функции возможно (например, численно) по любому контуру, не содержащему полюсов, но охватывающему их. Поэтому сумма вычетов заданной функции будет

$$\sum_{B_n} \operatorname{res} \frac{f(h)}{\dot{\epsilon}\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d} \approx \frac{1}{2\pi i} \int_{B_n} \frac{f(h)}{\dot{\epsilon}\beta_0 + i\beta \operatorname{tg} \beta d} dh,$$

где контур  $B_n$  охватывает часть полюсов.

Беря последовательность таких контуров, можно найти сумму вычетов с необходимой точностью. Для правильного выбора контуров интегрирования  $B_n$  в случае диэлектрика с потерями необходимо определить область в комплексной плоскости  $h$ , содержащую все решения уравнения (2.34). Для этого преобразуем уравнение (2.34) в уравнение относительно  $\beta$ :

$$\left. \begin{aligned} &\epsilon\sqrt{\beta^2 - k_0^2(\epsilon - 1)} \cos \beta d + i\beta \sin \beta d = 0; \\ &|\dot{\epsilon}| = \dot{\epsilon} > 1; \dot{\epsilon} = \epsilon(1 + i \operatorname{tg} \delta) = \epsilon' + i\epsilon''. \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

Пусть  $\beta = \beta' + i\beta''$ . Рассмотрим модуль левой части (2.35) при  $|\beta''| \gg 1$ . Нетрудно получить

$$|\dot{\epsilon}\sqrt{\beta^2 - k_0(\dot{\epsilon} - 1)} \cos \beta d + i\beta \sin \beta d| \geq \sqrt{\beta'^2 + \beta''^2} \frac{e^{|\beta''|d}}{2} \times \\ \times \left[ |\dot{\epsilon}| \left( 1 - \frac{k_0^2 |\dot{\epsilon} - 1|}{2(\beta'^2 + \beta''^2)} \right) - 1 \right].$$

Если  $|\dot{\epsilon}| \left( 1 - \frac{k_0^2 |\dot{\epsilon} - 1|}{2(\beta'^2 + \beta''^2)} \right) - 1 > 0$ , то уравнение (2.35) и, следовательно, (2.34) решений не имеют. Поэтому и при

$$|\beta''| > k_0 \sqrt{\frac{|\dot{\epsilon} - 1|}{2 \left( 1 - \frac{1}{|\dot{\epsilon}|} \right)}} + \frac{3}{d} \equiv A$$

эти уравнения также не имеют решений. Используя связь переменных  $\beta$  и  $h$ :  $\beta = \sqrt{k_0^2 \dot{\epsilon} - h}$ , можно показать, что из  $|\beta''| > A$  следует неравенство  $|\operatorname{Re} h| < \sqrt{A^2 + k_0^2 \dot{\epsilon}}$ .

Рассмотрим теперь корни уравнения при  $|\beta'| \gg 1$ . Тогда из (2.35):

$$\dot{\epsilon} \cos \beta d + i \sin \beta d \approx 0;$$

$$\sin \left( \beta d + \arcsin \frac{\dot{\epsilon}}{\sqrt{\dot{\epsilon}^2 + i^2}} \right) \approx 0;$$

$$\beta_n \approx \frac{2\pi}{d} n - \frac{1}{d} \arcsin \frac{\dot{\epsilon}}{\sqrt{\dot{\epsilon}^2 - 1}};$$

$$\arcsin \frac{\dot{\epsilon}}{\sqrt{\dot{\epsilon}^2 - 1}} = -i \ln \frac{i(1 + \dot{\epsilon})}{\sqrt{\dot{\epsilon}^2 - 1}} = -(\theta_1 + i\theta_2);$$

$$\beta_n \approx \frac{2\pi n}{d} + \frac{\theta_1}{d} + i \frac{\theta_2}{d};$$

$$h_n = \sqrt{k_0^2 \dot{\epsilon} - \beta_n^2} \approx i \left( \frac{2\pi n}{d} + \frac{\theta_1}{d} \right) + \frac{\theta_2}{d},$$

где  $n$  – целое число, достаточно большое ( $n \gg 1$ ). Причем эти равенства тем точнее, чем больше  $n$ .

Итак, показано, что все полюса уравнения (2.34) лежат в полосе  $0 < \operatorname{Re} h < \sqrt{A^2 + k_0^2 \epsilon'}$ . Поэтому в качестве контура  $B_n$  следует выбирать контур, содержащий полюс  $h_{pn}$ , но не содержащий полюс  $h_{pn+1}$  в плоскости комплексного переменного  $h$ , т. е. надо вводить контуры  $B_n$  так, что  $0 \leq h' \leq \sqrt{A^2 + k_0^2 \epsilon'}$ ,

$$0 \leq h'' \leq \frac{1}{2} (h_{pn} + h_{pn+1}) \text{ и}$$

на них отсутствуют полюса (рис. 2.11, а).

Описанная процедура применяется при анализе выражений для вычисления магнитного поля  $H_y(x, z)$  волноводной антенны с диэлектрическим покрытием с потерями по распределению поля в раскрыте волновода  $E_z(0, z')$  (2.29) и (2.30). Блок-схема счета поля будет отличаться от случая без потерь введением комплексной  $\epsilon$  и расчетом вычетов в полюсах по правильно выбранным для покрытия с потерями контурам  $B_n$ .

На рис. 2.11, б построены кривые, рассчитанные с учетом описанных особенностей, отражающие зависимость мощностей между излучаемыми  $P_T$ , отраженными  $P_R$  и поверхностными  $P_S$  волнами от тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg} \delta$  покрытия при следующих параметрах антенны:  $\lambda = 8 \text{ мм}$ ,  $a = 2 \text{ мм}$ ,  $d = 10 \text{ мм}$ ,  $\epsilon = 6$  [33]. Отметим, что сумма мощностей отраженной, поверхностных волн и излученной, равна падающей единичной мощности при  $\operatorname{tg} \delta = 0$  в соответствии с законом сохранения энергии ( $0,25 + 0,33 + 0,42 = 1$ ). Уменьшение мощности излучения объясняется тепловыми потерями на прохождение парциальной плоской волны слоя толщиной  $d$ . Потери энергии поверхностных волн обусловлены потерями на прохождение их основной части по толщине покрытия в направлении, перпендикулярном максимальному излучению в отсутствие диэлектрика. Наблюдаются такие значения  $\operatorname{tg} \delta$ , при которых расчеты дают незначительный рост коэффициента отражения. При дальнейшем увеличении  $\operatorname{tg} \delta$  потери начинают превалировать над ростом коэффициента отражения  $R$  [78]. При покрытии с  $\operatorname{tg} \delta = 1$  потери в антенну составляют 91% подводимой мощности к антенне с диэлектриком  $\operatorname{tg} \delta = 0$ .

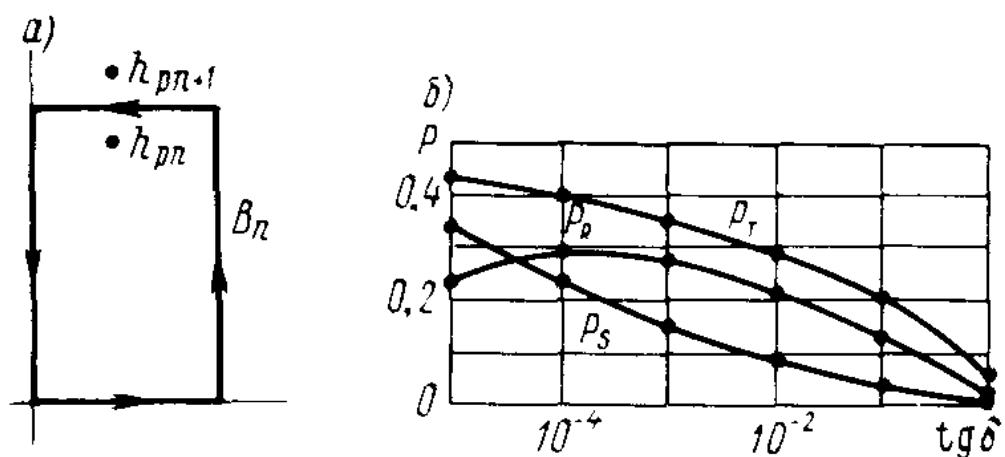


Рис. 2.11. К расчету влияния диэлектрического покрытия с потерями: а – выбор контура интегрирования полюсов; б – зависимость мощностей между излучаемыми  $P_T$ , отраженными  $P_R$  и поверхностными  $P_S$  волнами от  $\operatorname{tg} \delta$ .

## § 2.4. Излучение из круглого волновода с покрытием

Пусть круглый волновод в проводящем экране излучает основную волну  $H_{11}$  через слой диэлектрика толщиной  $d$  и относительной диэлектрической

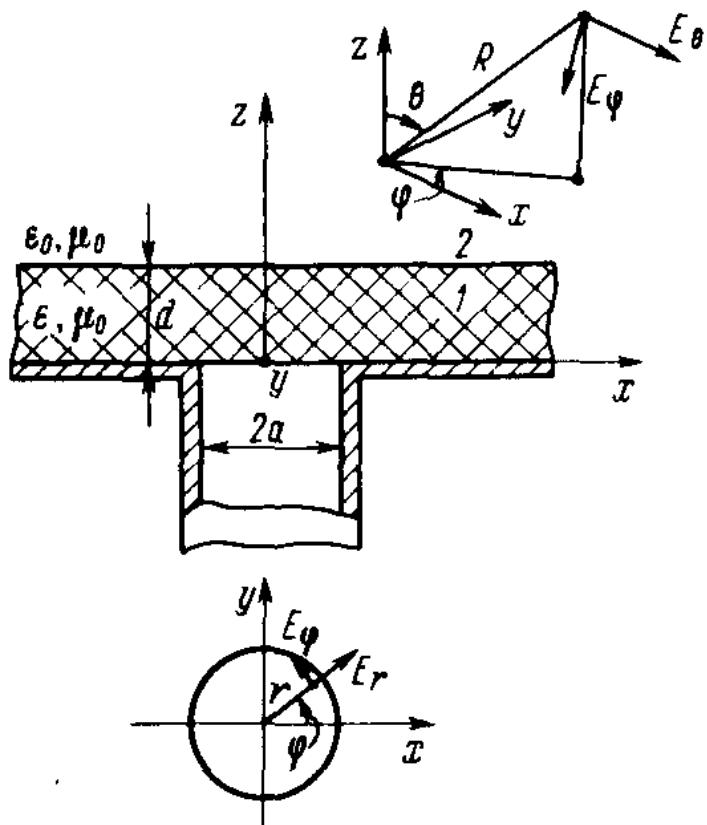


Рис. 2.12. Излучение круглого волновода через диэлектрическое покрытие.

Можно показать, что описанные ниже выражения для компонент электромагнитного поля в областях 1 и 2 рассматриваемого пространства удовлетворяют системе уравнений Максвелла [79]:

$$H_{z1} = -i \cos \varphi \int_0^{\infty} h^3 J_1(hr) (C_1 e^{i\beta z} + C_2 e^{-i\beta z}) dh;$$

$$E_{z1} = -i \sin \varphi \int_0^{\infty} h^3 J_1(hr) (C_3 e^{i\beta z} + C_4 e^{-i\beta z}) dh;$$

$$E_{r1} = \sin \varphi \left[ \frac{\omega}{r} \int_0^{\infty} h J_1(hr) (C_1 e^{i\beta z} + C_2 e^{-i\beta z}) dh - \int_0^{\infty} h^2 \beta J'_1(hr) (C_3 e^{i\beta z} - C_4 e^{-i\beta z}) dh \right];$$

$$E_{\varphi 1} = \cos \varphi \left[ \omega \int_0^{\infty} h^2 J'_1(hr) (C_1 e^{i\beta z} + C_2 e^{-i\beta z}) dh - \frac{1}{r} \times \int_0^{\infty} h \beta J_1(hr) (C_3 e^{i\beta z} - C_4 e^{-i\beta z}) dh \right]; \quad (2.37)$$

$$H_{r1} = -\cos \varphi \left[ \int_0^{\infty} h^2 \beta J'_1(hr) (C_1 e^{i\beta z} - C_2 e^{-i\beta z}) dh - \frac{\omega \epsilon}{r} \times \int_0^{\infty} h J_1(hr) (C_3 e^{i\beta z} + C_4 e^{-i\beta z}) dh \right];$$

проницаемостью  $\epsilon$  (рис. 2.12). При  $z = 0$  составляющие электрического вектора имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} E_z &= 0; \\ E_r &= B_0 \frac{\omega}{\kappa_1^2} \frac{1}{r} J_1(\kappa_1 r) \sin \varphi; \\ E_{\varphi} &= B_0 \frac{\omega}{\kappa_1} J'_1(\kappa_1 r) \cos \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

где  $\kappa_1 r$  – первый корень производной функции Бесселя;  $J'_1(\kappa_1 a) = 0$ ;  $\kappa_1 a \approx 1,841$ ;  $\varphi$  и  $r$  – цилиндрические координаты точки наблюдения в излучающем раскрыве;  $E(r, \varphi, 0)$  при  $r \geq a$  равен нулю.

$$H_{\varphi_1} = \sin \varphi \left[ \frac{1}{r} \int_0^\infty h \beta J_1(hr) (C_1 e^{i\beta z} - C_2 e^{-i\beta z}) dh - \omega \epsilon \times \right.$$

$$\left. \times \int_0^\infty h^2 J'_1(hr) (C_3 e^{i\beta z} + C_4 e^{-i\beta z}) dh \right];$$

$$H_{z2} = -i \cos \varphi \int_0^\infty h^3 J_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 z} dh;$$

$$E_{z2} = -i \sin \varphi \int_0^\infty h^3 J_1(hr) A_1(h) e^{i\beta_0 z} dh;$$

$$E_{r2} = \sin \varphi \left( \frac{\omega}{r} \int_0^\infty h J_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 z} dh - \int_0^\infty h^2 \beta_0 J'_1(hr) A_1(h) \times \right. \\ \left. \times e^{i\beta_0 z} dh \right);$$

$$E_{\varphi_2} = \cos \varphi \left( \omega \int_0^\infty h^2 J'_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 z} dh - \frac{1}{r} \int_0^\infty h \beta_0 J_1(hr) A_1(h) \times \right. \\ \left. \times e^{i\beta_0 z} dh \right); \quad (2.38)$$

$$H_{r2} = -\cos \varphi \left( \int_0^\infty h^2 \beta_0 J'_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 z} dh - \frac{\omega}{r} \times \right.$$

$$\left. \times \int_0^\infty h J_1(hr) A_1(h) e^{i\beta_0 z} dh \right);$$

$$H_{\varphi_2} = \sin \varphi \left( \frac{1}{r} \int_0^\infty h \beta_0 J_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 z} dh - \omega \times \right.$$

$$\left. \times \int_0^\infty h^2 J'_1(hr) A_1(h) e^{i\beta_0 z} dh \right).$$

В этих формулах, как и раньше,  $\beta = \sqrt{k^2 - h^2}$ ;  $\beta_0 = \sqrt{k_0^2 - h^2}$ ;  $k = \omega \times \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon}$ ;  $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$  — волновое число свободного пространства; величины  $C_1, C_2, C_3, C_4, A_1, A_2$  зависят от переменной интегрирования  $h$ . Для определения этих величин необходимо использовать граничные условия:

$$\text{при } z = 0 \quad E_{r1} = E_r; \quad E_{\varphi 1} = E_{\varphi}; \quad (2.39)$$

при  $z = d$

$$\left. \begin{array}{l} E_{r1} = E_{r2}; \quad E_{\varphi 1} = E_{\varphi 2}; \\ H_{r1} = H_{r2}; \quad H_{\varphi 1} = H_{\varphi 2}. \end{array} \right\} \quad (2.40)$$

Так как количество условий и неизвестных величин совпадает, то  $C_1, C_2, C_3, C_4, A_1, A_2$  могут быть определены. Запишем подробно первые два граничных условия (2.40):

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{r} \int_0^\infty h J_1(hr) (C_1 e^{i\beta d} + C_2 e^{-i\beta d}) dh - \int_0^\infty h^2 \beta J'_1(hr) (C_3 e^{i\beta d} - \\ - C_4 e^{-i\beta d}) dh = \frac{\omega}{r} \int_0^\infty h J_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 d} dh - \int_0^\infty h^2 \beta_0 J'_1(hr) \times \\ \times A_1(h) e^{i\beta_0 d} dh; \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} \omega \int_0^\infty h^2 J'_1(hr) (C_1 e^{i\beta d} + C_2 e^{-i\beta d}) dh - \frac{1}{r} \int_0^\infty h \beta J_1(hr) (C_3 e^{i\beta d} - \\ - C_4 e^{-i\beta d}) dh = \omega \int_0^\infty h^2 J'_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 d} dh - \frac{1}{r} \int_0^\infty h \beta_0 J_1(hr) \times \\ \times A_1(h) e^{i\beta_0 d} dh. \end{aligned} \quad (2.42)$$

Если в этих равенствах обозначить переменную интегрирования  $h'$  и, умножив (2.41) на  $r \frac{d}{dr} J_1(hr)$ , а (2.42) на  $J_1(hr)$ , проинтегрировать по  $r$

от 0 до  $\infty$  и сложить полученные выражения, то после некоторых преобразований, использующих свойства функций Бесселя и преобразования Ханкеля, получим

$$C_3 e^{i\beta d} - C_4 e^{-i\beta d} = \frac{\beta_0}{\beta} A_1(h) e^{i\beta_0 d}. \quad (2.43)$$

Следующие два граничных условия (2.40) дадут:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty h^2 \beta J'_1(hr) (C_1 e^{i\beta d} - C_2 e^{-i\beta d}) dh - \frac{\omega \epsilon}{r} \int_0^\infty h J_1(hr) (C_3 e^{i\beta d} + \\ + C_4 e^{-i\beta d}) dh = \int_0^\infty h^2 \beta_0 J'_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 d} dh - \frac{\omega}{r} \times \\ \times \int_0^\infty h J_1(hr) A_1(h) e^{i\beta_0 d} dh; \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \int_0^\infty h \beta J_1(hr) (C_1 e^{i\beta d} - C_2 e^{-i\beta d}) dh &= \omega \epsilon \int_0^\infty h^2 J'_1(hr) (C_3 e^{i\beta d} + \\ + C_4 e^{-i\beta d}) dh = \frac{1}{r} \int_0^\infty h \beta_0 J_1(hr) A_2(h) e^{i\beta_0 d} dh - \omega \int_0^\infty h^2 J'_1(hr) \times \\ \times A_1(h) e^{i\beta_0 d} dh. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Аналогично тому, как из равенства (2.41) и (2.42) выводится (2.43), из равенств (2.44) и (2.45) можно получить

$$C_1 e^{i\beta d} - C_2 e^{-i\beta d} = \frac{\beta_0}{\beta} A_2(h) e^{i\beta_0 d}. \quad (2.46)$$

Кроме этих двух уравнений с помощью тех же приемов из (2.41), (2.42), (2.44), (2.45) определяются следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} C_1 e^{i\beta d} + C_2 e^{-i\beta d} &= A_2(h) e^{i\beta_0 d}; \\ C_3 e^{i\beta d} + C_4 e^{-i\beta d} &= \frac{1}{\epsilon} A_1(h) e^{i\beta_0 d}. \end{aligned} \right\} \quad (2.47)$$

Уравнения (2.43), (2.46), (2.47) позволяют записать величины  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $C_4$  как

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\beta_0}{\beta} \right) A_2(h) e^{i\beta_0 d} e^{-i\beta d}; \\ C_2 &= \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\beta_0}{\beta} \right) A_2(h) e^{i\beta_0 d} e^{i\beta d}; \\ C_3 &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\epsilon} + \frac{\beta_0}{\beta} \right) A_1(h) e^{i\beta_0 d} e^{-i\beta d}; \\ C_4 &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\epsilon} - \frac{\beta_0}{\beta} \right) A_1(h) e^{i\beta_0 d} e^{i\beta d}, \end{aligned} \right\} \quad (2.48)$$

из чего следует, что

$$\left. \begin{aligned} C_1 + C_2 &= A_2(h) e^{i\beta_0 d} \left( \cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d \right); \\ C_3 - C_4 &= A_1(h) e^{i\beta_0 d} \left( \frac{\beta_0}{\beta} \cos \beta d - i \frac{1}{\epsilon} \sin \beta d \right). \end{aligned} \right\} \quad (2.49)$$

Используем теперь граничные условия (2.39) при  $z = 0$ . Формулы (2.36), (2.37) и (2.39) позволяют написать

$$\begin{aligned} & \frac{\omega}{r} \int_0^\infty h J_1(hr) (C_1 + C_2) dh - \int_0^\infty h^2 \beta J'_1(hr) (C_3 - C_4) dh = \\ & = \frac{B_0 \omega}{\kappa_1^2} \frac{1}{r} J_1(\kappa_1 r); \end{aligned} \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} & \omega \int_0^\infty h^2 J'_1(hr) (C_1 + C_2) dh - \frac{1}{r} \int_0^\infty h \beta J_1(hr) (C_3 - C_4) dh = \\ & = \frac{B_0 \omega}{\kappa_1} J'_1(\kappa_1 r). \end{aligned} \quad (2.51)$$

Заметим, что при  $r > a$  правые части в (2.50) и (2.51) равны нулю. Переобозначив переменную интегрирования в (2.50) и (2.51) через  $h'$ ,

умножив (2.50) на  $r \frac{d}{dr} J_1(hr)$ , а (2.51) на  $J_1(hr)$ , проинтегрировав по  $r$  от 0 до  $\infty$  и сложив полученные интегралы, после преобразований получим с учетом формул (2.49) :

$$\begin{aligned} (C_3 - C_4) h^2 \beta &= h^2 \beta A_1(h) e^{i \beta_0 d} \left( \frac{\beta_0}{\beta} \cos \beta d - i \frac{1}{\epsilon} \sin \beta d \right) = \\ &= -B_0 \frac{\omega}{\kappa_1^2} J_1(\kappa_1 a) J_1(ha). \end{aligned} \quad (2.52)$$

Аналогично, умножая (2.50) на  $J_1(hr)$ , (2.51) на  $r \frac{d}{dr} J_1(hr)$ , интегрируя по  $r$  от 0 до  $\infty$  и складывая, запишем

$$\begin{aligned} h (C_1 + C_2) &= h A_2(h) e^{i \beta_0 d} \left( \cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d \right) = \\ &= \frac{B_0 a}{\kappa_1^2 - h^2} J_1(\kappa_1 a) J'_1(ha). \end{aligned} \quad (2.53)$$

Из полученных выражений (2.52) и (2.53) следует

$$\left. \begin{aligned} A_1(h) &= -B_0 \frac{\omega}{\kappa_1^2} e^{-i\beta_0 d} \frac{J_1(\kappa_1 a) J_1(ha)}{h^2 \beta_0 \cos \beta d - i \frac{\beta}{\epsilon} \sin \beta d}; \\ A_2(h) &= B_0 a \frac{e^{-i\beta_0 d}}{\cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d} \frac{J_1(\kappa_1 a) J'_1(ha)}{h(\kappa_1^2 - h^2)}. \end{aligned} \right\} \quad (2.54)$$

Выберем  $B_0$  таким, чтобы мощность, излучаемая волноводом, равнялась единице:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^a (|E_r|^2 + |E_\varphi|^2) r dr d\varphi = 1.$$

Тогда после простых вычислений получим

$$B_0 = \frac{\kappa_1^4}{[(\kappa_1 a)^2 - 1] J_1^2(\kappa_1 a) \pi \omega^2}.$$

Итак, получены величины  $C_1, C_2, C_3, C_4, A_1, A_2$ , необходимые для расчета поля в любой области, по формулам (2.37) и (2.38). Подстановка формул (2.54) в выражения (2.38) позволяет определить величину электромагнитного поля в свободном пространстве. Применяя к интегралам (2.38) при  $k_0 z \gg 1$  метод перевала, можно получить асимптотические формулы для расчета составляющих:

$$E_{z2} \approx \sin \varphi k_0^2 (\sin \theta)^{5/2} \cos \theta A_1(k_0 \sin \theta) \frac{e^{ik_0 R}}{R};$$

$$E_{r2} \approx -i \sin \varphi k_0^2 (\sin \theta)^{3/2} \cos \theta A_1(k_0 \sin \theta) \frac{e^{ik_0 R}}{R};$$

$$E_{\varphi 2} \approx i \cos \varphi \omega k_0 (\sin \theta)^{3/2} \cos \theta A_2(k_0 \sin \theta) \frac{e^{ik_0 R}}{R}.$$

На рис. 2.12 показаны используемые здесь сферические координаты точки наблюдения  $R, \theta, \varphi$ . Для того чтобы найти составляющую вектора  $\mathbf{E}$ , перпендикулярную радиусу-вектору точки наблюдения  $|E_\perp| = \sqrt{|E_{\varphi 2}|^2 + |E_{\theta 2}|^2}$ , достаточно определить из полученных формул  $E_{\theta 2} = E_{r2} \cos \theta - E_{z2} \sin \theta$ , которая записывается как

$$E_{\theta 2} = \sin \varphi k_0^2 (\sin \theta)^{3/2} \cos \theta (-i \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) A_1(k_0 \sin \theta) \frac{e^{ik_0 R}}{R}.$$

Следовательно,

$$|E_{\perp}| = [\cos^2 \varphi \omega^2 k_0^2 \sin^3 \theta \cos^2 \theta |A_2(k_0 \sin \theta)|^2 + \sin^2 \varphi k_0^4 \sin^3 \theta \times \\ \times \cos^2 \theta \frac{1}{4} (3 + \cos 4\theta) |A_1(k_0 \sin \theta)|^2]^{1/2} \frac{1}{R}.$$

Используя полученные результаты, можно вычислить проводимость излучающей системы  $Y$ :

$$Y = B_0^2 \frac{\omega \pi}{\kappa_1^2} J_1^2(\kappa_1 a) \int_0^\infty [a^2 h \beta \frac{\kappa_1^2 (J_1'(ha))^2}{(\kappa_1^2 - h^2)^2} \frac{\beta_0 \cos \beta d - i \beta \sin \beta d}{\beta \cos \beta d - i \beta_0 \sin \beta d} + \\ + \frac{\omega (J_1(ha))^2}{\kappa_1^2 - h^2} \frac{\beta \cos \beta d - i \epsilon \beta_0 \sin \beta d}{\epsilon \beta_0 \cos \beta d - i \beta \sin \beta d}] dh.$$

Равенство знаменателей слагаемых нулю определяет поверхностные волны в диэлектрическом покрытии. Эти уравнения совпадают с уравнениями для поверхностных волн типов  $H$  и  $E$ , выведенных в работе [70]:  $\beta \cos \beta d - i \beta_0 \sin \beta d = 0$ ,  $\epsilon \beta_0 \cos \beta d - i \beta \sin \beta d = 0$  при  $h = h_p$ , где подробно изложена методика вычисления приведенного интеграла. Блок-схема счета характеристик излучения имеет следующий вид.

I. Исходные данные:  $a$ ,  $d$ ,  $\epsilon$ ,  $\omega$ ,  $k_0$ ,  $\kappa_1 a \approx 1,841$ .

II. Расчет диаграммы направленности.

II. 1) вычисление  $\kappa_1$ ;

II. 2) вычисление  $J_1(\kappa_1 a)$ ;

II. 3) вычисление  $B_0 = \frac{\kappa_1^4}{[(\kappa_1 a)^2 - 1] J_1^2(\kappa_1 a) \pi \omega^2}$ ;

II. 4) программа вычисления:

$$|A_1(h)| = B_0 \frac{\omega}{\kappa_1^2} \frac{|J_1(\kappa_1 a)| |J_1(ha)|}{|\beta_0 \cos \beta d - i \frac{\beta}{\epsilon} \sin \beta d|}, \beta_0 = \sqrt{k_0^2 - h^2}, \beta = \sqrt{k^2 - h^2};$$

II. 5) программа вычисления:

$$|A_2(h)| = B_0 a J_1(\kappa_1 a) \frac{1}{|\cos \beta d - i \frac{\beta_0}{\beta} \sin \beta d|} \frac{|J_0(ha) - \frac{1}{ha} J_1(ha)|}{h |\kappa_1^2 - h^2|};$$

II.6) вычисление для  $\theta = 1 \div 89^\circ$  с шагом в  $1^\circ$  при  $\varphi = 0 \div 90^\circ$  с шагом в  $1^\circ$ :

$$R|E_1| = \omega k_0^2 \sin \theta \cos \theta \left[ \sin^2 \varphi k_0^2 \sin \theta \frac{1}{4\omega^2} (3 + \cos 4\theta) |A_1(k_0 \sin \theta)|^2 + \right. \\ \left. + \cos^2 \varphi \sin \theta |A_2(k_0 \sin \theta)|^2 \right]^{1/2}.$$

III. Расчет проводимости:

III.1) вычисление корней уравнения

$$\varphi(h) = \beta \cos \beta d - i \beta_0 \sin \beta d = 0,$$

для  $h \in [k_0, k]$  с шагом 0,05 найти точки  $\varphi(h) \varphi(h + 0,05) < 0$ ; обозначить  $h_{p1}, h_{p2}, \dots, h_{pl}$ ;

III.2) вычисление корней уравнения

$$\Psi(h) = \epsilon \beta_0 \cos \beta d - i \beta \sin \beta d = 0,$$

для  $h \in [k_0, k]$  с шагом 0,05 найти точки  $\Psi(h) \Psi(h + 0,05) < 0$ ; обозначить  $h'_{p1}, h'_{p2}, \dots, h'_{pk}$ ;

III.3) упорядочить

$$\{h_{p1}, h_{p2}, \dots, h_{pl}, h'_{p1}, h'_{p2}, \dots, h'_{pR}, \kappa_1\} = \{\bar{h}_q\};$$

III.4) программа вычисления:

$$\Phi(h) = B_0^2 \frac{\omega \pi}{\kappa_1^2} J_1^2(\kappa_1 a) \left[ \frac{\kappa_1^2 (J_1'(ha))^2}{d^2 h \beta \frac{(\kappa_1^2 - h^2)^2}{\beta \cos \beta d - i \beta_0 \sin \beta d}} + \right. \\ \left. + \frac{\omega (J_1(ha))^2}{\kappa_1^2 - h^2} \frac{\beta \cos \beta d - i \epsilon \beta_0 \sin \beta d}{\epsilon \beta_0 \cos \beta d - i \beta \sin \beta d} \right];$$

III.5) вычисление

$$Y = \int_0^{\bar{h}_1 - 0,05} \Phi(h) dh + \sum_q \int_{\bar{h}_q + 0,05}^{\bar{h}_{q+1} - 0,05} \Phi(h) dh + \int_{\bar{h}_{l+k+1} + 0,05}^{2k} \Phi(h) dh;$$

III.6) вычисление

$$Y_{\text{пов}} = 0,1 \sum_q [\Phi(\bar{h}_q - 0,05) + \Phi(\bar{h}_q + 0,05)].$$

В случае излучения круглого волновода на волне  $H_{01}$  благодаря симметрии распределения поля в раскрыве волновода по координате  $\varphi$  решение упрощается. Тогда для компонент электромагнитного поля в областях 1 и 2 (см. рис. 2.12) можно записать

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= \int_0^{\infty} h J'_0(hr) (C_1 e^{i\beta z} + C_2 e^{-i\beta z}) dh; \\ H_1 &= - \int_0^{\infty} \frac{\beta}{\omega} h J'_0(hr) (C_1 e^{i\beta z} - C_2 e^{-i\beta z}) dh; \end{aligned} \right\} \quad (2.55)$$

$$\left. \begin{aligned} E_2 &= \int_0^\infty h J'_0(hr) A_1(h) e^{i\beta_0 z} dh; \\ H_2 &= -\int_0^\infty \frac{\beta}{\omega} h J'_0(hr) A_1(h) e^{i\beta_0 z} dh. \end{aligned} \right\} \quad (2.55)$$

Амплитудные множители  $C_1(h)$ ,  $C_2(h)$ ,  $A_1(h)$  находят из граничных условий для тангенциальных составляющих электромагнитного поля при  $z = 0$ ,  $z = d$  путем применения к граничным равенствам обратного преобразования Ханкеля [47]:

$$\left. \begin{aligned} A_1(h) &= \frac{A_0 \kappa_{01}^2 a^3 \beta_0}{\kappa_{01}^2 - a^2 h^2} \frac{J'_1(\kappa_{01}) J_1(ah)}{\beta \cos \beta d - i \beta_0 \sin \beta d} e^{-i\beta_0 d}; \\ C_1(h) &= \frac{A_1(h) (\beta + \beta_0)}{2\beta} e^{i(\beta_0 - \beta)d}; \\ C_2(h) &= \frac{A_1(h) (\beta - \beta_0)}{2\beta} e^{i(\beta_0 + \beta)d}. \end{aligned} \right\} \quad (2.56)$$

Теперь на основании полученных формул можно записать выражение для электрического поля в свободном пространстве 2

$$\left. \begin{aligned} E_2 &= A_0 \kappa_{01}^2 a^3 J'_1(\kappa_{01}) \int_0^\infty h^2 \frac{J_1(ah) J_1(hr)}{\kappa_{01}^2 - a^2 h^2} e^{i(z-d)\beta_0} \times \\ &\times \frac{\beta}{\beta \cos \beta d - i \beta_0 \sin \beta d} dh, \end{aligned} \right\} \quad (2.57)$$

где  $\kappa_{01}$  – первый корень производной функции Бесселя  $J'_0(\kappa)$ ;  $A_0$  – постоянная, определяемая из распределения поля в раскрыте  $E_1(z=0) = A_0 J'_0 \left(r \frac{\kappa_{01}}{a}\right)$ . Применяя для расчета поля  $E_2$  в дальней зоне метод перевала, получим

$$\left. \begin{aligned} |E_\perp| &= |E_2| \sin \theta = A_0 \kappa_{01}^2 a^3 J'_1(\kappa_{01}) k_0 \left| \frac{\cos^2 \theta \sin^2 \theta J_1(ak_0 \cos \theta)}{\kappa_{01}^2 - a^2 k_0^2 \cos^2 \theta} \right| \times \\ &\times \left| \frac{\beta}{\beta \cos \beta d - i \beta_0 \sin \beta d} \right|_{h=k_0 \cos \theta} \frac{1}{R} \sim \frac{1}{R} |\Phi(\theta)| |f(\theta)|. \end{aligned} \right.$$

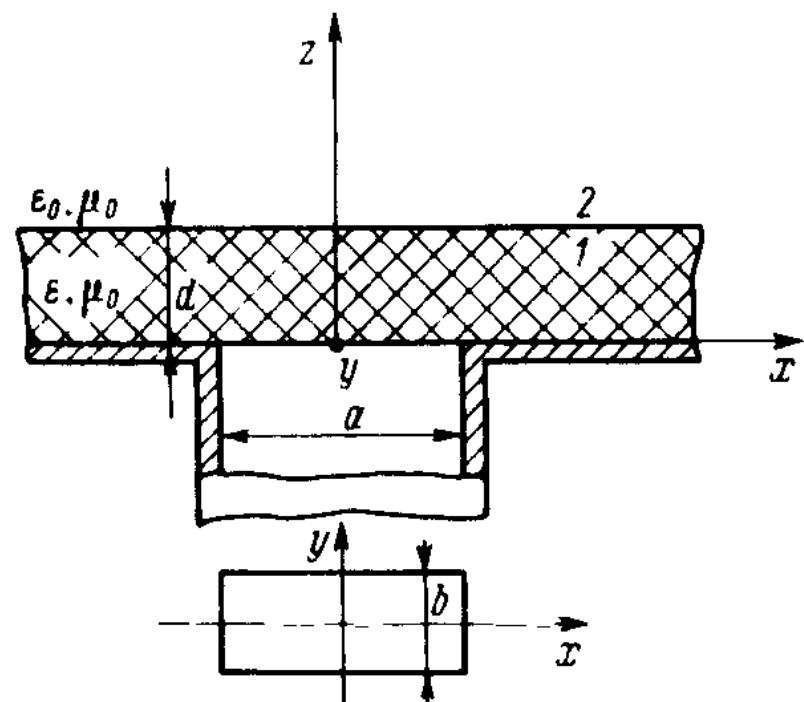
При отсутствии диэлектрического покрытия  $f(\theta) = 1$  и  $\Phi(\theta)$  представляет собой выражение для расчета диаграммы направленности круглого волновода, излучающего на волне  $H_{01}$  из проводящего экрана, которое совпадает с формулой, полученной в работах [48, 71]:

$$\Phi(\theta) = \frac{J_1(ak_0 \cos \theta)}{\kappa_{01}^2 - a^2 k_0^2 \cos^2 \theta} \cos^2 \theta \sin^2 \theta. \quad (2.58)$$

Множитель

$$f(\theta) = \frac{1}{\cos k_0 \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} d - i \frac{\sin \theta}{\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \sin k_0 \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} d'} \quad (2.59)$$

характеризует зависимость диаграммы направленности от параметров диэлектрического покрытия. На рис. 3.2 приведены результаты расчета диаграммы направленности (штриховые линии) круглого волновода с волной  $H_{01}$  в металлическом экране (кривая 1) и с диэлектрическим покрытием (кривая 2) при следующих параметрах:  $k_0 = 0,2$ ;  $\kappa_{01} = 3,8$ ;  $a = 3$ ;  $\epsilon = 4$ ;  $d = 5$ . Как видно из рисунка, для антенны с покрытием диаграмма направленности несколько деформирована и угол максимального излучения сдвинут в сторону плоскости экрана: для антенны без диэлектрика он составляет  $50^\circ$ , с диэлектриком –  $60^\circ$ . Поверхностные волны, возбуждение которых можно определить из знаменателя выражения для  $f(\theta)$ , снижают излучаемую мощность антенны из-за отвода части подводимой мощности в плоскость экрана и покрытия. Для эллиптически поляризованной волны  $H_{11}$  в круглом волноводе с учетом возбуждаемых из-за диэлектрического покрытия высших мод в раскрыве, необходимо пользоваться результатами работы [79].



## § 2.5. Излучение из прямоугольного волновода с покрытием

На рис. 2.13 показан прямоугольный волновод в бесконечном проводящем экране, покрытом диэлектрическим слоем толщиной  $d$  с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ .

Рис. 2.13. Излучение прямоугольного волновода через диэлектрическое покрытие.

Будем считать, что поле в раскрыве волновода ( $z = 0$ ) определяется модой  $H_{01}$  ( $E_y = 0$ ). Для определения характеристик излучения необходимо найти излученное поле при  $z > 0$ . Электромагнитное поле описывается системой уравнений Максвелла, которую запишем в следующем виде:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \epsilon(z) \mathbf{E} = 0; \quad (2.60)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0; \quad (2.61)$$

$$\mathbf{H} = \frac{i}{\omega \mu_0} \operatorname{rot} \mathbf{E}, \quad (2.62)$$

где  $\epsilon(z) = \begin{cases} \epsilon & \text{при } 0 < z < d, \\ 1 & \text{при } z > d; \end{cases}$ ,  $\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$  – электрический вектор;  $\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix}$  – магнитный вектор.

Произведем в уравнениях (2.60), (2.61), (2.62) преобразование Фурье по переменным  $x$  и  $y$ :

$$\mathcal{E}(k_x, k_y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(x, y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy;$$

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(k_x, k_y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y.$$

Уравнение (2.60) в результате преобразования Фурье приобретает вид

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{dz^2} + (k_0^2 \epsilon(z) - k_x^2 - k_y^2) \mathcal{E} = 0, \quad (2.63)$$

$$\beta = \sqrt{k_0^2 \epsilon - k_x^2 - k_y^2} \text{ при } 0 < z < d, \quad \beta_0 = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$$

$$\text{при } z > d, \quad k = k_0 \sqrt{\epsilon}.$$

Фурье-образ от величины дивергенции будет

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = i k_x \mathcal{E}_x + i k_y \mathcal{E}_y + \frac{d \mathcal{E}_z}{dz} = 0. \quad (2.64)$$

Решение волнового уравнения (2.63) для областей 1 и 2 рассматриваемого пространства (см. рис. 2.13) можно представить в виде

$$\mathcal{E}_1 = \left\{ \begin{pmatrix} A_x(k_x, k_y) \\ A_y(k_x, k_y) \\ A_z(k_x, k_y) \end{pmatrix} \cos \beta z + \begin{pmatrix} B_x(k_x, k_y) \\ B_y(k_x, k_y) \\ B_z(k_x, k_y) \end{pmatrix} \sin \beta z; \right\} \quad (2.65)$$

$$\mathcal{E}_2 = \begin{pmatrix} C_x(k_x, k_y) \\ C_y(k_x, k_y) \\ C_z(k_x, k_y) \end{pmatrix} e^{-i\beta_0(z-d)}. \quad \left. \right\} \quad (2.65)$$

Из уравнения (2.64) следует, что между величинами  $A_x, A_y, A_z, B_x, B_y, B_z, C_x, C_y, C_z$  имеются связи:

$$(ik_x A_x + ik_y A_y + \beta B_z) \cos \beta z + (ik_x B_x + ik_y B_y - \beta A_z) \sin \beta z = 0;$$

$$(ik_x C_x + ik_y C_y - i\beta_0 C_z) e^{-i\beta_0(z-d)} = 0.$$

Поэтому число неизвестных величин для определения поля при  $z > 0$  сводится к шести:  $A_x, A_y, B_x, B_y, C_x, C_y$ , а именно

$$B_z = -i \frac{k_x A_x + k_y A_y}{\beta}; \quad A_z = i \frac{k_x B_x + k_y B_y}{\beta}; \quad C_z = \frac{k_x C_x + k_y C_y}{\beta_0}. \quad (2.66)$$

Выразим через эти величины  $\mathcal{H}_x$  и  $\mathcal{H}_y$ , определяемые уравнением (2.62). При  $0 < z < d$  из формул (2.62), (2.65) и (2.66) соответственно следует, что

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_x &= \frac{i}{\omega\mu_0} \left\{ \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right\} = \frac{i}{\omega\mu_0} \left( ik_y \mathcal{E}_z - \frac{d \mathcal{E}_y}{dz} \right) = \frac{i}{\omega\mu_0} \times \\ &\times [ik_y (A_z \cos \beta z + B_z \sin \beta z) - \beta (-A_y \sin \beta z + B_y \cos \beta z)] = \\ &= \frac{1}{\omega\mu_0} \left[ -k_y \left( \frac{ik_x B_x + ik_y B_y}{\beta} \cos \beta z - \frac{ik_x A_x + ik_y A_y}{\beta} \sin \beta z \right) - \right. \\ &\quad \left. - i\beta (-A_y \sin \beta z + B_y \cos \beta z) \right]; \\ \mathcal{H}_x &= \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{1}{\beta} [(k^2 - k_x^2) \sin \beta z A_y + k_x k_y \sin \beta z A_x - k_x k_y \cos \beta z B_x - \\ &\quad - (k^2 - k_x^2) \cos \beta z B_y]. \end{aligned} \quad (2.67)$$

Аналогично получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_y &= \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{1}{\beta} [-(k^2 - k_y^2) \sin \beta z A_x - k_x k_y \sin \beta z A_y + (k^2 - k_y^2) \times \\ &\times \cos \beta z B_x + k_x k_y \cos \beta z B_y]. \end{aligned} \quad (2.68)$$

При  $z > d$  величины  $\mathcal{H}_x$  и  $\mathcal{H}_y$  задаются выражениями, выведенными таким же образом, как и (2.67), (2.68):

$$\mathcal{H}_x = -\frac{1}{\omega\mu_0} \frac{1}{\beta_0} [k_x k_y C_x + (k_0^2 - k_x^2) C_y] e^{-i\beta_0(z-d)}; \quad (2.69)$$

$$\mathcal{H}_y = \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{1}{\beta_0} [(k_0^2 - k_y^2) C_x + k_x k_y C_y] e^{-i\beta_0(z-d)}. \quad (2.70)$$

Кроме уравнений (2.60), (2.61), (2.62) поле определяется граничными условиями при  $z = 0$  и  $z = d$ . Этими условиями является непрерывность касательных составляющих векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  на границах раздела сред.

При  $z = 0$ :

а)  $\mathcal{E}_x(k_x, k_y, 0) = A_x = G_0$  – преобразование Фурье от функции распределения электромагнитного поля в раскрыте волновода является известной величиной;

б)  $\mathcal{E}_y(k_x, k_y, 0) = A_y = 0$ .

При  $z = d$ :

в)  $\mathcal{E}_x(d-0) = \mathcal{E}_x(d+0)$  и в силу решений (2.65)

$$A_x \cos \beta d + B_x \sin \beta d = C_x;$$

$$\text{г) } \mathcal{E}_y(d-0) = \mathcal{E}_y(d+0),$$

$$A_y \cos \beta d + B_y \sin \beta d = C_y;$$

д)  $\mathcal{H}_x(d-0) = \mathcal{H}_x(d+0)$  и из выражений (2.67) и (2.69) следует

$$k_x k_y \sin \beta d A_x + (k^2 - k_x^2) \sin \beta d A_y - k_x k_y \cos \beta d B_x - \\ - (k^2 - k_x^2) \cos \beta d B_y =$$

$$= i \frac{\beta}{\beta_0} [k_x k_y C_x + (k_0^2 - k_x^2) C_y];$$

е)  $\mathcal{H}_y(d-0) = \mathcal{H}_y(d+0)$  и аналогично из выражений (2.68) и (2.70) получим

$$(k^2 - k_y^2) \sin \beta d A_x + k_x k_y \sin \beta d A_y - \\ - (k^2 - k_y^2) \cos \beta d B_x - k_x k_y \cos \beta d B_y =$$

$$= i \frac{\beta}{\beta_0} [(k_0^2 - k_y^2) C_x + k_x k_y C_y].$$

Выведенные условия совпадают с формулами, приведенными в работе [73]. В силу уравнений а) и б) находим, что  $A_x = G_0$ ;  $A_y = 0$ . Поэтому теперь неизвестных величин только четыре:  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $C_x$ ,  $C_y$ . Запишем

систему уравнений, которыми они определяются:

$$\left. \begin{array}{l} C_x = B_x \sin \beta d + G_0 \cos \beta d; \\ C_y = B_y \sin \beta d; \end{array} \right\} \quad (2.71)$$

$$\left. \begin{array}{l} \beta_0 [k_x k_y B_x + (k^2 - k_x^2) B_y] \cos \beta d = -i\beta [k_x k_y C_x + \\ + (k_0^2 - k_x^2) C_y] + \beta_0 k_x k_y \sin \beta d G_0; \\ \beta_0 [(k^2 - k_y^2) B_x + k_x k_y B_y] \cos \beta d = -i\beta [(k_0^2 - k_y^2) C_x + \\ + k_x k_y C_y] + \beta_0 (k^2 - k_y^2) \sin \beta d G_0. \end{array} \right\} \quad (2.72)$$

Исключим из уравнений (2.72) с помощью уравнений (2.71) величины  $C_x$  и  $C_y$ . В результате получим систему двух уравнений для определения  $B_x$  и  $B_y$ :

$$\left. \begin{array}{l} (\beta_0 k_x k_y \cos \beta d + i\beta k_x k_y \sin \beta d) B_x + \\ + [\beta_0 (k^2 - k_x^2) \cos \beta d + i\beta (k_0^2 - k_x^2) \sin \beta d] B_y = \\ = (\beta_0 k_x k_y \sin \beta d - i\beta k_x k_y \cos \beta d) G_0; \\ [\beta_0 (k^2 - k_y^2) \cos \beta d + i\beta (k_0^2 - k_y^2) \sin \beta d] B_x + \\ + (\beta_0 k_x k_y \cos \beta d + i\beta k_x k_y \sin \beta d) B_y = \\ = [\beta_0 (k^2 - k_y^2) \sin \beta d - i\beta (k_0^2 - k_y^2) \cos \beta d] G_0. \end{array} \right\} \quad (2.73)$$

Произведем замену переменных:  $k_x = k_0 h \cos \alpha$ ,  $k_y = k_0 h \sin \alpha$ . Тогда  $\beta_0 = k_0 \sqrt{1 - h^2}$ ,  $\beta = k_0 \sqrt{\epsilon - h^2}$ . Обозначив  $\beta d = \Psi$  и разделив каждое из уравнений (2.73) на  $k_0^3$ , получим

$$\begin{aligned} & h^2 \cos \alpha \sin \alpha (\sqrt{1 - h^2} \cos \Psi + i\sqrt{\epsilon - h^2} \sin \Psi) B_x + \\ & + [\sqrt{1 - h^2} (\epsilon - h^2 \cos^2 \alpha) \cos \Psi + i\sqrt{\epsilon - h^2} (1 - h^2 \cos^2 \alpha) \sin \Psi] B_y = \\ & = h^2 \cos \alpha \sin \alpha (\sqrt{1 - h^2} \sin \Psi - i\sqrt{\epsilon - h^2} \cos \Psi) G_0; \\ & [\sqrt{1 - h^2} (\epsilon - h^2 \sin^2 \alpha) \cos \Psi + i\sqrt{\epsilon - h^2} (1 - h^2 \sin^2 \alpha) \sin \Psi] B_x + \\ & + h^2 \cos \alpha \sin \alpha (\sqrt{1 - h^2} \cos \Psi + i\sqrt{\epsilon - h^2} \sin \Psi) B_y = \\ & = [\sqrt{1 - h^2} (\epsilon - h^2 \sin^2 \alpha) \sin \Psi - i\sqrt{\epsilon - h^2} (1 - h^2 \sin^2 \alpha) \cos \Psi] G_0. \end{aligned}$$

Определитель этой системы уравнений не зависит от  $\alpha$  и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathfrak{Z}(h) = & (1 - h^2) (\epsilon - h^2) (\sin^2 \Psi - \epsilon \cos^2 \Psi) - \\ & - i\sqrt{1 - h^2} \sqrt{\epsilon - h^2} \sin \Psi \cos \Psi [2\epsilon - h^2 (1 + \epsilon)], \end{aligned} \quad (2.74)$$

а решение записывается как

$$B_x = \frac{\chi_x(h, \alpha)}{\mathfrak{Z}(h)} G_0, \quad B_y = \frac{\chi_y(h, \alpha)}{\mathfrak{Z}(h)} G_0.$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{U}_x(h, \alpha) &= -\cos \Psi \sin \Psi (1 + \epsilon) [\epsilon - h^2(\epsilon + 1) + h^4] + \\ &+ i\sqrt{1-h^2}\sqrt{\epsilon-h^2}[(\epsilon-h^2)\cos 2\Psi + (\epsilon-1) \times \\ &\times \sin(\Psi+\alpha)\sin(\Psi-\alpha)]; \\ \mathcal{U}_y(h, \alpha) &= i(\epsilon-1)h^2\sqrt{\epsilon-h^2}\sqrt{1-h^2}\cos\alpha\sin\alpha. \end{aligned} \right\} \quad (2.75)$$

Тогда в соответствии с выражениями (2.71) и (2.66) можно записать величины:

$$\left. \begin{aligned} C_x &= \left[ \frac{\mathcal{U}_x(h, \alpha)}{\mathfrak{Z}(h)} \sin \Psi + \cos \Psi \right] G_0; \\ C_y &= -\frac{\mathcal{U}_y(h, \alpha)}{\mathfrak{Z}(h)} \sin \Psi G_0; \\ C_z &= h \frac{\cos \alpha C_x + \sin \alpha C_y}{\sqrt{1-h^2}} = \frac{h}{\sqrt{1-h^2}} \times \\ &\times \left[ \frac{\mathcal{U}_x(h, \alpha) \cos \alpha \sin \Psi + \mathcal{U}_y(h, \alpha) \sin \alpha \sin \Psi}{\mathfrak{Z}(h)} + \right. \\ &\left. + \cos \Psi \cos \alpha \right] G_0. \end{aligned} \right\} \quad (2.76)$$

Полученные значения  $A_x, A_y, A_z, B_x, B_y, B_z, C_x, C_y, C_z$  в соответствии с решениями (2.65) позволяют определить величину электромагнитного поля в областях 1 и 2 (см. рис. 2.13). С помощью формул (2.76) выведем выражение для компонент поля  $\mathbf{E}$  при  $z > d$  в свободном пространстве. При этом соответствующий интеграл запишем через полярные координаты в плоскости  $k_x, k_y$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z) &= \frac{k_0^2}{4\pi^2} \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \mathcal{E}(k_0 h \cos \alpha, k_0 h \sin \alpha, z) \times \\ &\times e^{-ik_0 h(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} h dh d\alpha = \frac{k_0^2}{4\pi^2} \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \begin{pmatrix} C_x \\ C_y \\ C_z \end{pmatrix} e^{-i\beta_0(z-d)} \times \\ &\times e^{-ik_0 h(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} h dh d\alpha = \frac{k_0^2}{4\pi^2} \int_0^\infty h dh \int_{-\pi}^\pi \begin{pmatrix} C_x \\ C_y \\ C_z \end{pmatrix} \times \\ &\times e^{-ik_0 h(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} da \left. e^{-ik_0 \sqrt{1-h^2}(z-d)} \right] \end{aligned}$$

Введем сферические координаты в пространстве  $x, y, z$  (см. рис. 2.12):  $x = R \cos \varphi \sin \theta, y = R \sin \varphi \sin \theta, z = R \cos \theta + d$ .

Тогда

$$e^{-ik_0 h(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} = e^{-ik_0 h R \cos(\alpha - \varphi) \sin \theta}$$

и выражение для компонент электрического поля приобретает вид

$$\mathbf{E}(R, \varphi, \theta) = \frac{k_0^2}{4\pi^2} \int_0^\infty e^{-ik_0 \sqrt{1-h^2} R \cos \theta} \times \\ \times \left[ \int_{-\pi}^{\pi} \begin{pmatrix} C_x \\ C_y \\ C_z \end{pmatrix} e^{-ik_0 h R \cos(\alpha - \varphi) \sin \theta} d\alpha \right] h dh.$$

Здесь  $C_x, C_y, C_z$  – описанные выше формулами (2.76), (2.75) и (2.74) функции от  $h$  и  $\alpha$ .

Для вычисления полученного интеграла может быть использован метод перевала, в соответствии с которым при  $R \gg 1$  и с точностью до несущественного фазового множителя имеем

$$\mathbf{E}(R, \varphi, \theta) = \frac{2k_0}{\pi R} \mathbf{C}(\sin \theta, \varphi) \cos \theta e^{-ik_0 R}.$$

Чтобы описать диаграмму направленности прямоугольного волновода с диэлектрическим покрытием, нужно взять модуль составляющей вектора  $\mathbf{E}$ , перпендикулярной лучу  $R$ , определенному сферическими координатами  $\varphi, \theta$  (см. рис. 2.12):

$$|\mathbf{E}_\perp| = \frac{2k_0}{\pi R} \cos \theta \sqrt{(C_x \sin \varphi - C_y \cos \varphi)^2 + (C_z \sin \varphi - C_x \cos \varphi \cos \theta - C_y \sin \varphi \cos \theta)^2}, \quad (2.77)$$

причем  $C_x, C_y, C_z$  вычисляют при  $h = \sin \theta, \alpha = \varphi$ .

Проводимость волноводного излучателя может быть вычислена по формуле [73]:

$$Y = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}} \iint E_x^* H_y dx dy = \frac{1}{4\pi^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_x^*(k_x, k_y, 0) \mathcal{H}_y(k_x, k_y, 0) dk_x dk_y.$$

Используя выражения (2.65) и (2.68), проводимость записываем в виде

$$Y = \frac{i}{4\pi^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} \omega} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\beta} A_x^*(k_x, k_y) [(k^2 - k_y^2) B_x(k_x, k_y) +$$

$$\begin{aligned}
& + k_x k_y B_y (k_x, k_y) ] dk_x dk_y = \frac{i k_0}{4\pi^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} \omega} \int_0^\infty h dh \times \\
& \times \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1}{\sqrt{\epsilon - h^2}} [ (\epsilon - h \sin^2 \alpha) \Psi_x(h, \alpha) + \sin \alpha \cos \alpha \Psi_y(h, \alpha) ] \times \\
& \times \frac{|\mathcal{E}_x(k_x, k_y, 0)|^2}{\mathfrak{Z}(h)} da = \frac{i k_0}{4\pi^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} \omega} \times \\
& \times \int_0^\infty \frac{h}{\sqrt{\epsilon - h^2} \mathfrak{Z}(h)} dh \int_{-\pi}^{\pi} [ (\epsilon - h^2 \sin^2 \alpha) \Psi_x(h, \alpha) + \sin \alpha \cos \alpha \times \\
& \times \Psi_y(h, \alpha) ] |\mathcal{E}_x(k_x, k_y, 0)|^2 da, \tag{2.78}
\end{aligned}$$

причем интеграл по  $h$  следует понимать в смысле главного значения, а преобразование Фурье от функции распределения электромагнитного поля в раскрыте волновода в приближении падающей моды  $H_{01}$  будет

$$\mathcal{E}_x(k_x, k_y, 0) = A_x = G_0 = 4\pi \sqrt{\frac{2b}{a}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{k_x a}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y b}{2}\right)}{k_x (\pi^2 - k_y^2 b^2)}.$$

Чтобы найти проводимость поверхностной волны  $Y_{\text{пов}}$ , следует вычислить вклад полюсов в значение интеграла (2.78) в соответствии с [73].

Блок-схема счета характеристик излучения имеет следующий вид.

I. Исходные данные:  $a$ ,  $b$ ,  $d$ ,  $\epsilon$ ,  $k_0$ .

II. Вычисление вспомогательных функций  $C_x(h, \alpha)$ ,  $C_y(h, \alpha)$ ,  $C_z(h, \alpha)$ , где  $h$  и  $\alpha$  – независимые переменные.

II. 1)  $k_x = k_0 h \cos \alpha$ ,  $k_y = k_0 h \sin \alpha$ ;

$$\text{II. 2) } \mathcal{E}_x(h, \alpha, 0) = 4\pi \sqrt{\frac{2b}{a}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{k_x a}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y b}{2}\right)}{k_x (\pi^2 - k_y^2 b^2)};$$

$$\text{II. 3) } \Psi = k_0 \sqrt{\epsilon - h^2} d;$$

$$\text{II. 4) } \mathfrak{Z}(h) = (1 - h^2)(\epsilon - h^2) [\sin^2 \Psi - \epsilon \cos^2 \Psi - i \sin \Psi \cos \Psi (2\epsilon - h^2(1 + \epsilon))];$$

$$\text{II.5) } \mathcal{U}_x(h, \alpha) = -\cos \Psi \sin \Psi (1 + \epsilon) [\epsilon - h^2(\epsilon + 1) + h^4] + i\sqrt{1 - h^2} \times \\ \times \sqrt{\epsilon - h^2} \left[ \left( \epsilon - h^2 - \frac{\epsilon - 1}{2} \right) \cos 2\Psi + \frac{\epsilon - 1}{2} \cos 2\alpha \right];$$

$$\text{II.6) } \mathcal{U}_y(h, \alpha) = i \frac{\epsilon - 1}{2} h^2 \sqrt{\epsilon - h^2} \sqrt{1 - h^2} \sin 2\alpha;$$

$$\text{II.7) } C_x(h, \alpha) = \left[ \frac{\mathcal{U}_x(h, \alpha)}{\mathcal{Z}(h)} \sin \Psi + \cos \Psi \right] \mathcal{E}_x(h, \alpha, 0); \\ C_y(h, \alpha) = \frac{\mathcal{U}_y(h, \alpha)}{\mathcal{Z}(h)} \sin \Psi \mathcal{E}_x(h, \alpha, 0);$$

$$C_z(h, \alpha) = \frac{h}{\sqrt{1 - h^2}} \left[ \cos \alpha C_x(h, \alpha) + \sin \alpha C_y(h, \alpha) \right].$$

III. Расчет диаграммы направленности.

Параметры:  $\varphi \in [0, 90^\circ]$  с шагом в  $1^\circ$ ,  $\theta \in [0, 90^\circ]$  с шагом в  $1^\circ$ .

III.1)  $\alpha = \varphi$ ;  $h = \sin \theta$ ;

III.2)  $C_x(h, \alpha)$ ,  $C_y(h, \alpha)$ ,  $C_z(h, \alpha)$  в соответствии с п. II.7;

$$\text{III.3) } F(\varphi, \theta) = \frac{2k_0}{\pi} \cos \theta [ |C_x \sin \varphi - C_y \cos \varphi|^2 + |C_z \sin \varphi - C_x \cos \varphi \cos \theta - C_y \sin \varphi \cos \theta|^2 ]^{1/2};$$

$$|E_\perp(R, \varphi, \theta)| = \frac{1}{R} F(\varphi, \theta).$$

При  $\varphi = 0$  изменять  $\theta$  от 0 до  $90^\circ$ , при  $\varphi = 1^\circ$  изменять  $\theta$  от 0 до  $90^\circ$  и т. д.

IV. Решение дисперсионного уравнения  $f(h) = (-1 + \epsilon) + (1 + \epsilon) \cos 2\Psi + i \sin 2\Psi |2\epsilon - h^2(1 + \epsilon)| = 0$ :

IV.1) вычисление  $\sqrt{\epsilon}$ ;

IV.2) при  $h > \sqrt{\epsilon}$  вычислить

$$f(h) = (\epsilon - 1) + (\epsilon + 1) \operatorname{ch} 2dk_0 \sqrt{h^2 - \epsilon} + \operatorname{sh} 2dk_0 \sqrt{h^2 - \epsilon} |2\epsilon - h^2(1 + \epsilon)|.$$

Вычислить значение  $f(h)$  при  $h \in [\sqrt{\epsilon}, 5\sqrt{\epsilon}]$  с шагом 0,1. Найти значение  $h_{pl}$  такое, что  $f(h_{pl}) \cdot f(h_{pl} + 0,1) < 0$  (перемена знака);

IV.3) для каждого  $l$  уточнить значение корня  $h_l$  с помощью метода хорд или перебора: вычислить  $f(h_{pl} + k \cdot 0,01)$  при  $k = 1, 2, \dots, 10$  и, найдя  $k$ , такое, что  $f(h_l + k \cdot 0,01) \cdot f(h_l + (k+1) \cdot 0,01) < 0$ , положить  $h_l = h_{pl} + k \cdot 0,01$ ,  $l = 1, 2, 3, \dots, N$ .

V. Расчет проводимости антенны:

V.1) используя п. II.5 и II.6, вычислить

$$\Phi(h) = \int_{-\pi}^{\pi} [(\epsilon - h^2 \sin^2 \alpha) \mathcal{U}_x(h, \alpha) + \sin \alpha \cos \alpha \mathcal{U}_y(h, \alpha)] |\mathcal{E}_x(h, \alpha, 0)|^2 d\alpha.$$

V.2) вычислить проводимость:

$$Y = \frac{i k_0}{4\pi^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} \omega} \left[ \int_0^{1-0,01} \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} dh + \int_{1+0,01}^{\sqrt{\epsilon}-0,01} \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} dh + \int_{\sqrt{\epsilon}+0,01}^{h_1-0,01} \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} dh + \int_{h_1+0,01}^{h_2-0,01} \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} dh + \dots + \int_{h_N+0,01}^{h_l+1-0,01} \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} dh + \dots + \int_{h_N+0,01}^{5\sqrt{\epsilon}} \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} dh \right].$$

V.3) вычислить проводимость поверхностной волны:

$$Y_{\text{пов}} = \frac{i k_0 0,01}{4\pi \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} \omega} \left[ \left. \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} \right|_{h=h_{p1}+k.0,01} + \left. \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} \right|_{h=h_{p2}+k.0,01} + \dots + \left. \frac{h \Phi(h)}{\sqrt{\epsilon - h^2} \Im(h)} \right|_{h=h_{pN}+k.0,01} \right].$$

Численные расчеты проводимости прямоугольного волновода, излучающего на волне  $H_{01}$  через слой диэлектрика, расположенного на бесконечном проводящем экране, произведены в работе [73]. Показано, что для некоторых относительных толщин диэлектрика необходимо учитывать симметрично возбуждающуюся в раскрыве моду  $H_{03}$ , которая вызывает изменение распределения поля по раскрыву. Ее влияние рассмотрено в работе [74], где приведены расчетные формулы для проводимостей.

Проведенный в этом параграфе анализ можно использовать и при изменении поляризации электромагнитной волны в волноводе, т. е. для волны  $H_{10}$ . Тогда в раскрыве волновода  $E_x = 0$ , а  $E_y$  отлично от нуля, т. е.  $A_x = 0$ ,  $A_y = \mathcal{G}_y (k_x, k_y, 0) = G'_0$ ,  $C_x = B_x \sin \beta d$ ,  $C_y = B_y \sin \beta d + G'_0 \cos \beta d$ . Для того чтобы получить окончательные результаты, достаточно поменять местами  $x$  и  $y$  во всех полученных выражениях и, сохраняя прежние обозначения, записать:

$$B_x = \frac{\psi_y(h, \alpha)}{\Im(h)} G'_0; \quad B_y = \frac{\psi_x(h, \alpha)}{\Im(h)} G'_0;$$

$$C_x = \frac{\psi_y(h, \alpha)}{\Im(h)} \sin \Psi G'_0; \quad C_y = \left[ \frac{\psi_x(h, \alpha)}{\Im(h)} \sin \Psi + \cos \Psi \right] G'_0;$$

$$C_z = \frac{h}{\sqrt{1-h^2}} \left[ \frac{\psi_y(h, \alpha) \cos \alpha \sin \Psi + \psi_x(h, \alpha) \sin \alpha \sin \Psi}{\Im(h)} + \right. \\ \left. + \cos \Psi \cos \alpha \right] G'_0.$$

Выражение (2.77) для расчета диаграммы направленности полностью сохраняется при  $C_x$ ,  $C_y$  и  $C_z$ , определенных вышеприведенными формулами.

## § 2.6. Влияние воздушного зазора на излучение антенн

При установке диэлектрических покрытий на антенны возможно образование воздушного зазора между ними (в некоторых конструкциях он создается специально). Такие зазоры, не учтенные при расчетах, могут вызвать значительные отклонения реальных характеристик излучения от расчетных. Представим антенну в виде излучающей апертуры в бесконечном проводящем экране, покрытом диэлектриком (область 2 на рис. 2.14) при наличии воздушного зазора толщиной  $d$  (область 1). Предположим, что магнитное поле в апертуре  $D$  направлено во всех точках вдоль оси  $u$  и не зависит от координаты  $u$ , т. е.  $\mathbf{H} = H_y(x, z)$ . Тогда в соответствии с (2.12) проводимость апертуры определяется как

$$Y = g + i b = \int_{-D/2}^{D/2} H_y^*(0, z) E_z(0, z) dz = \frac{4}{\pi D} \int_0^\infty \left[ \frac{\sin\left(h \frac{D}{2}\right)}{h - \frac{D}{2}} \right]^2 \frac{\omega \epsilon_0}{\beta_0} \times \\ \times \frac{1 + i \frac{\beta}{\beta_0 \epsilon} \operatorname{tg} \beta_0 d}{\frac{\beta}{\beta_0 \epsilon} + i \operatorname{tg} \beta_0 d} dh,$$

где  $\beta_0 = \sqrt{k_0^2 - h^2}$  постоянная распространения парциальной волны в воздушном зазоре;  $\beta = \sqrt{k^2 - h^2}$  — постоянная распространения парциальной волны в диэлектрике:  $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ ;  $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon}$ ;  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика;  $\operatorname{Re} h > 0$ ;  $\operatorname{Im} h \leq 0$ .

Записанный интеграл является контурным по положительной оси  $h$ . В общем случае при его вычислении необходимо учитывать вклад полюсов, которые представляют собой постоянные распространения по оси  $z$  поверхностных волн  $E$  в слое  $d$ . Так как  $\epsilon_a > \epsilon_0$ , то вклада поверхностных волн в проводимость апертуры искать не надо, т. е. не следует учитывать полюса подынтегрального выражения.

Для численного решения интеграла его необходимо разделить на действительную и мнимую части аналогично (2.14) [75]. На рис. 2.15 приве-

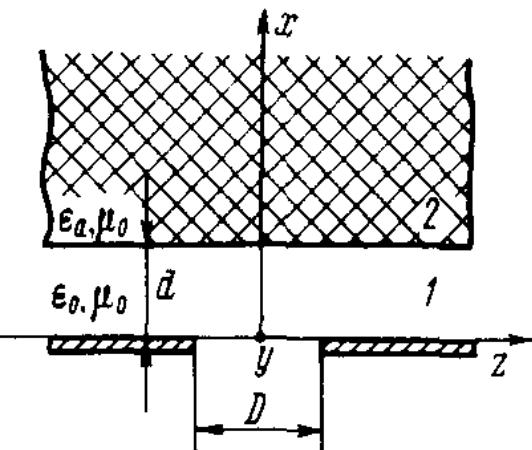


Рис. 2.14. Излучающая апертура с диэлектрическим покрытием при наличии воздушного зазора.

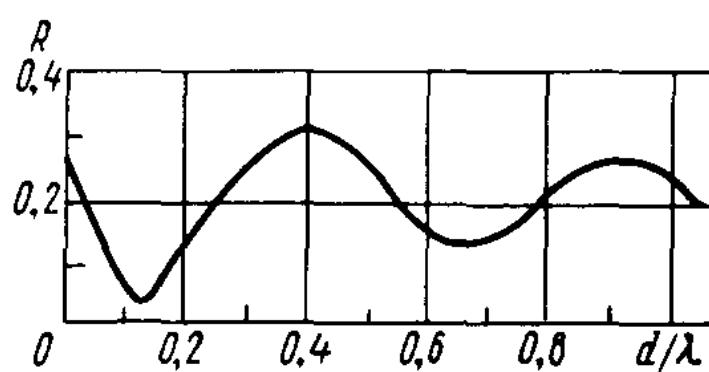


Рис. 2.15. Зависимость коэффициента отражения от толщины воздушного зазора.

дена зависимость коэффициента отражения  $R$  от относительной толщины воздушного зазора  $d/\lambda$  с проницаемостью диэлектрика  $\epsilon = 2,5$ . При увеличении воздушного зазора  $R$  стремится к коэффициенту отражения апертуры в свободном пространстве ( $R = 0,2$ ). Сравнение с результатами эксперимента показывает, что для  $d/\lambda < 0,5$  значение  $R$  совпадает с теоретическим. При  $d/\lambda > 0,5$  теоретические и экспериментально полученные значения  $R$  существенно различаются из-за роста переотражений от задней стенки диэлектрика (в эксперименте его толщина не бесконечна) [75]. При  $d/\lambda = 0$ , т. е. в отсутствие зазора, величина  $R$  соответствует коэффициенту отражения от диэлектрического полупространства с  $\epsilon = 2,5$ . Наибольшее влияние на проводимость апертуры зазор оказывает при толщине, меньшей, чем  $0,25\lambda$ . С увеличением  $\epsilon$  диэлектрика или уменьшением размера апертуры  $D$  влияние зазора на проводимость растет. В вышеприведенных рассуждениях диэлектрик считался бесконечно толстым. При учете толщины покрытия необходимо пользоваться результатами расчета для двухслойного покрытия, приведенного в § 3.1.

В работе [16] приведены результаты исследований проводимости продольной щели в прямоугольном волноводе с диэлектрическим полуволновым покрытием и воздушным зазором между ними. Для ее расчета рекомендуется следующая формула:

$$g = \frac{480 \left( 65 \frac{d}{\lambda} \sqrt[3]{\epsilon} + 1 \right)}{73\pi \left( 65 \frac{d}{\lambda} \sqrt[3]{\epsilon} + \epsilon \right)} \frac{a}{b} \frac{\lambda_b}{\lambda} \cos^2 \left( \frac{\pi z}{2\lambda_b} \right) \sin^2 \left( \frac{\pi z}{a} \right),$$

где  $a$  и  $b$  – размеры широкой и узкой стенки волновода соответственно;  $\lambda_b$  – длина волны в волноводе,  $z$  – смещение щели от средней линии волновода. Влияние диэлектрического полуволнового покрытия существенно при малых зазорах, а для  $d/\lambda > 0,25$  оно ослабевает. Зависимость  $g$  от

относительных толщин покрытий для различных значений зазоров  $d/\lambda$  показывает, что она имеет осциллирующий характер с периодом и амплитудой, зависящей от  $d/\lambda$ . С уменьшением толщины покрытия  $g$  стремится к значению для свободного пространства. Период изменения проводимости щели близок к  $0,5\lambda/\sqrt{\epsilon}$ . Положение максимумов и минимумов этих зависимостей перемещается с изменением величины зазора. Обычно выбирают толщину покрытия соответствующей первому максимуму. Так, для зазора  $d/\lambda = 0,272$  оптимальная толщина дает  $g = 0,94$ , а полуволновая – 0,67.

## Глава 3 РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ И МНОГОСЛОЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН

---

### § 3.1. Влияние неоднородного и многослойного покрытий на излучение из апертуры в проводящем экране

В конструкциях антенны часто используются многослойное и неоднородное покрытия. Пусть апертура покрыта двухслойной структурой с параметрами:  $\beta_1 = \sqrt{k_1^2 - h^2}$ ,  $k_1 = \omega\sqrt{\mu_a\epsilon_0\epsilon_1}$ ,  $\mu_a = \mu_0$ ,  $d_1$  и  $\beta_2 = \sqrt{k_2^2 - h^2}$ ,  $k_2 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_2}$ ,  $d_2$  (рис. 3.1, а). Электрическое поле в излучающей апертуре  $D$  направлено во всех точках вдоль оси  $y$ , т. е.  $E = E_y(x, z)$ . Обозначая спектральные составляющие разложения электромагнитного поля по Фурье в области 1 как  $D(h)$  и  $E(h)$ , в области 2 как  $B(h)$  и  $C(h)$ , в области 3 как  $A(h)$  и учитывая граничные условия при  $x = 0$ ,  $d_1$ ,  $d_2$ , решение волнового уравнения (1.15) на этих границах можно записать в виде:

$$\begin{aligned} G_0(h) &= D(h) + E(h); \\ D(h)e^{i\beta_1 d_1} + E(h)e^{-i\beta_1 d_1} &= B(h)e^{i\beta_2 d_1} + C(h)e^{-i\beta_2 d_1}; \\ B(h)e^{i\beta_2(d_1+d_2)} + C(h)e^{-i\beta_2(d_1+d_2)} &= A(h)e^{i\beta_0(d_1+d_2)}; \\ \beta_1 D(h)e^{i\beta_1 d_1} - \beta_1 E(h)e^{-i\beta_1 d_1} &= \beta_2 B(h)e^{i\beta_2 d_1} - \beta_2 C(h)e^{-i\beta_2 d_1}; \\ \beta_0 A(h)e^{i\beta_0(d_1+d_2)} &= \beta_2 B(h)e^{i\beta_2(d_1+d_2)} - \beta_2 C(h)e^{-i\beta_2(d_1+d_2)}. \end{aligned}$$

Из приведенной системы уравнений необходимо получить значения  $D(h)$ ,  $E(h)$  и подставить их в формулу для проводимости (2.12), а значение  $A(h)$  в формулу для расчета диаграммы направленности апертуры (1.13). Опустив громоздкие преобразования, запишем выражения  $D(h)$  и  $E(h)$  в окончательном виде [24, 27]:

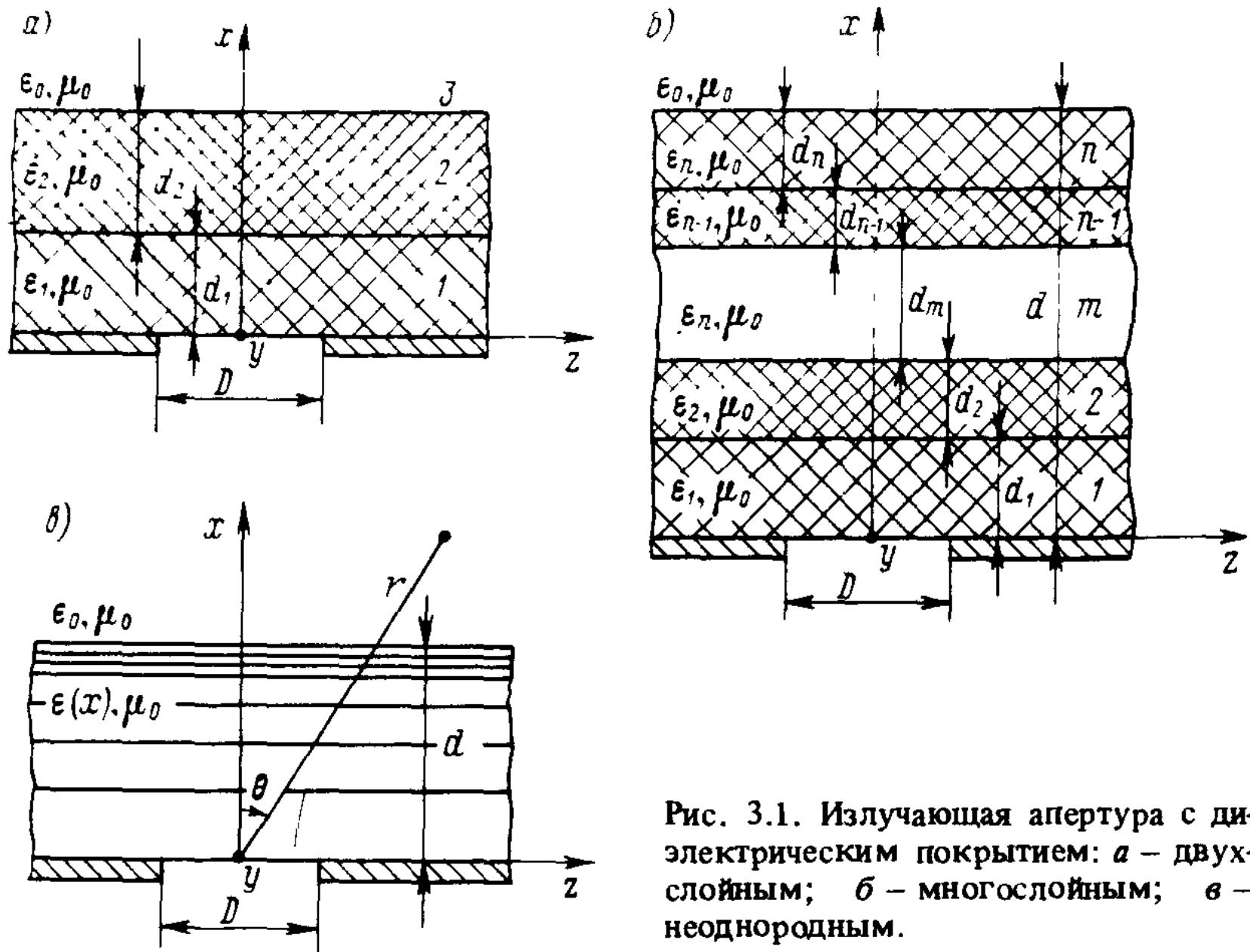


Рис. 3.1. Излучающая апертура с диэлектрическим покрытием: *а* – двухслойным; *б* – многослойным; *в* – неоднородным.

$$D(h) = \frac{\frac{1}{2} G_0 [ (\beta_2 - \beta_1)(\beta_0 - \beta_2) e^{-i(\beta_1 d - \beta_0 d)} + (\beta_1 + \beta_2)(\beta_0 + \beta_2) e^{-i(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2)} ]}{\beta_2 \{ (\beta_2 + \beta_1) \cos(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2) + (\beta_1 - \beta_2) \cos(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2) - i \frac{\beta_0}{\beta_2} [ (\beta_1 + \beta_2) \sin(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2) + (\beta_2 - \beta_1) \times \sin(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2) ] \}} ; \quad (3.1)$$

$$E(h) = \frac{\frac{1}{2} G_0 [ (\beta_1 + \beta_2)(\beta_2 - \beta_0) e^{i(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2)} + (\beta_1 + \beta_2)(\beta_2 + \beta_0) e^{i(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2)} ]}{\beta_2 \{ (\beta_2 + \beta_1) \cos(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2) + (\beta_1 - \beta_2) \cos(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2) - i \frac{\beta_0}{\beta_2} [ (\beta_1 + \beta_2) \sin(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2) + (\beta_2 - \beta_1) \times \sin(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2) ] \}} \quad (3.2)$$

Тогда выражение для проводимости апертуры будет

$$Y = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [D(h) + E(h)] * \frac{\beta_1}{\omega\mu_0} [E(h) - D(h)] dh, \quad (3.3)$$

где  $D(h)$  и  $E(h)$  определяются по формулам (3.1), (3.2). Оно упрощается в предположении равенства электрических толщин каждого слоя двухслойной структуры, т. е. при  $\beta_1 d_1 = \beta_2 d_2$ . В этом случае в выражении (3.3) запись во второй квадратной скобке принимает вид

$$E(h) - D(h) = G_0 \frac{\cos 2\beta_1 d_1 - i \frac{\beta_2}{\beta_0} \sin 2\beta_1 d_1 + 2 \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_2 + \beta_1}}{\cos 2\beta_1 d_1 - i \frac{\beta_0}{\beta_2} \sin 2\beta_1 d_1 + 2 \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_2 + \beta_1}},$$

и окончательно интеграл проводимости (3.3) можно записать как

$$Y = \frac{D^2}{2\pi\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\sin \left( h \frac{D}{2} \right)}{h \frac{D}{2}} \right]^2 \times \beta_1 \frac{\cos 2\beta_1 d_1 + i \frac{\beta_2}{\beta_0} \sin 2\beta_1 d_1 + 2 \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_2 + \beta_1}}{\cos 2\beta_1 d_1 - i \frac{\beta_0}{\beta_2} \sin 2\beta_1 d_1 + 2 \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_2 + \beta_1}} dh. \quad (3.4)$$

Полученное выражение частично эквивалентно выражению (2.13). Если  $\epsilon_1 > \epsilon_2$ , то необходимо учитывать возникающие поверхностные волны, условия существования которых определяются из полюсов подынтегральной функции уравнения (3.4). Эти полюса соответствуют решению уравнения

$$\cos 2\beta_1 d_1 - i \frac{\beta_0}{\beta_2} \sin 2\beta_1 d_1 + \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_2 + \beta_1} = 0.$$

Методика определения вычетов в полюсах известна. Выражение для электромагнитного поля в свободном пространстве, справедливое для

двухслойного покрытия, определяется через спектральную плотность  $A(h)$ , и по ней рассчитывается диаграмма направленности апертуры:

$$E_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\beta_1}{\beta_1 + \beta_2} G_0(h) e^{-i\beta_0(d_1 + d_2)} \times \\ \times \left\{ \cos(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2) + \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \cos(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2) - i \frac{\beta_0}{\beta_2} \times \right. \\ \left. \times \left[ \sin(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2) - \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \sin(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2) \right] \right\}^{-1} \times \\ \times e^{i(\beta_0 x + hz)} dh. \quad (3.5)$$

Например, излучающая апертура закрыта слоем диэлектрика толщиной  $d_1 = 10$  мм, относительная диэлектрическая проницаемость которого  $\epsilon_1 = 4$ . Над диэлектриком находится плазменный слой толщиной  $d_2 = 50$  мм с  $\epsilon_2 = 0,895$ . Тогда, если предположить, что диаграмма направленности излучающего отверстия при отсутствии двухслойного покрытия изотропна, то при наличии последнего она имеет вид, изображенный на рис. 3.2 (сплошная линия). График показывает, что нормированная диаграмма направленности даже ненаправленной антенны с двухслойным покрытием (диэлектрик–плазма) имеет сильную изрезанность и сравнительно малую ширину на уровне половинной мощности.

Пусть излучающая апертура нагружена на диэлектрическое покрытие, состоящее из  $n$  однородных слоев толщиной  $d_m$  ( $m$  – номер диэлектрического слоя) (см. рис. 3.1, б). Тогда функция  $G(h, x)$  должна удовлетворять уравнению (1.15) для каждого слоя. Решение этого уравнения для произвольного  $m$ -го диэлектрического слоя записывается, как и в формулах (1.16), (1.17), следующим образом:

$$G_{1m}(h, x) = B_m(h) e^{i\beta_m x} + \\ + C_m(h) e^{-i\beta_m x}, \quad (3.6)$$

а для пространства над многослойным диэлектриком –

$$G_2(h, x) = A_n(h) e^{i\beta_0 x}. \quad (3.7)$$

Из выражений (3.6), (3.7) с учетом граничных условий может быть определено электромагнитное поле в любой рассматриваемой области. Найдем величину  $A_n(h)$ , так как она определяет поле излучающей апертуры в дальней зоне. Для однослойного ( $n = 1$ ) и двухслойного ( $n = 2$ )

Рис. 3.2. Нормированная диаграмма направленности изотропной апертуры, покрытой двухслойной структурой (—) и диаграммы направленности круглого волноводного излучателя (---).

покрытий такое решение дает известный результат (1.21) и (3.5). В случае трехслойного покрытия ( $n = 3$ ) имеем

$$\begin{aligned}
 A_3(h) = & \frac{4\beta_1\beta_2}{(\beta_1 + \beta_2)(\beta_2 + \beta_3)} G_0(h) e^{-i\beta_0(d_1 + d_2 + d_3)} \times \\
 & \times \left\{ \cos(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2 + \beta_3 d_3) + \frac{\beta_2 - \beta_3}{\beta_2 + \beta_3} \cos(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2 - \beta_3 d_3) + \right. \\
 & + \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \cos(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2 - \beta_3 d_3) + \frac{(\beta_1 - \beta_2)(\beta_2 - \beta_3)}{(\beta_1 + \beta_2)(\beta_2 + \beta_3)} \times \\
 & \times \cos(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2 + \beta_3 d_3) - i \frac{\beta_0}{\beta_3} \left[ \sin(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2 + \beta_3 d_3) - \right. \\
 & - \frac{\beta_2 - \beta_3}{\beta_2 + \beta_3} \sin(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2 - \beta_3 d_3) - \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \sin(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2 - \\
 & \left. \left. - \beta_3 d_3\right) + \frac{(\beta_1 - \beta_2)(\beta_2 - \beta_3)}{(\beta_1 + \beta_2)(\beta_2 + \beta_3)} \sin(\beta_1 d_1 - \beta_2 d_2 + \beta_3 d_3) \right] \right\}^{-1}.
 \end{aligned}$$

Аналогичным образом может быть определен коэффициент  $A_n(h)$  при любом числе слоев.

В § 2.2 рассматривалась методика определения параметров антенных устройств для излучающих апертур, нагруженных на однородную структуру. Расчет же параметров антенного устройства, закрытого неоднородным покрытием, является громоздким и не всегда выполним. Для осуществления такого расчета необходимо знать эквивалентные параметры неоднородного покрытия излучающей апертуры, оказывающего такое же влияние на формирование электромагнитного поля в волновой зоне, как и многослойная структура. Если излучающее отверстие закрыто неоднородным слоем диэлектрика с гладким распределением  $\epsilon(x)$  по нормали, то для получения эквивалентной диэлектрической проницаемости и эквивалентной геометрической толщины слоя, который оказывал бы такое же воздействие на формирование диаграммы направленности излучающего отверстия в дальней зоне, как и неоднородный слой диэлектрика, условно разобъем его на  $n$  слоев, исходя из условия, что в пределах каждого слоя  $\epsilon_m = \text{const}$  и  $2\pi d_m \sqrt{\epsilon_m}/\lambda \ll 1$ . Тогда решение системы уравнений (3.6) и (3.7) при условии, что  $n \rightarrow \infty$  имеет вид

$$\begin{aligned}
 A(h) = & \left( 1 + 0,5 \ln \frac{\beta_n}{\beta_1} \right) G_0(h) e^{-i\beta_0 d} \left\{ \cos \left( \int_0^d \beta dx \right) + 0,5 \ln \frac{\beta_n}{\beta_1} - \right. \\
 & \left. - i \frac{\beta_0}{\beta_n} \left[ \sin \left( \int_0^d \beta dx \right) - 0,5 d (\beta_n - \beta_1) \right] \right\}^{-1}, \quad (3.8)
 \end{aligned}$$

где  $a = d_1 + d_2 + \dots + d_n$  – геометрическая толщина диэлектрического покрытия. Сравнение выражения (1.18) и (3.8), т. е. сравнение излучения апертуры через диэлектрическое покрытие с однородными по толщине электрическими параметрами и через слой с переменными по толщине параметрами, показывает, что последний, с точки зрения формирования диаграммы направленности эквивалентен покрытию, геометрическая толщина  $\bar{d}$  и эквивалентная постоянная распространения  $\bar{\beta}$  которого равны

$$\bar{\beta} = \beta_n \frac{\left\{ 1 - \left[ \cos \left( \int_0^d \beta dx \right) + 0,5 \ln \frac{\beta_n}{\beta_1} \right]^2 \right\}^{1/2}}{\sin \left( \int_0^d \beta dx \right) - 0,5 d (\beta_n - \beta_1)} ;$$

$$\bar{d} = \frac{\arccos \left[ \cos \left( \int_0^d \beta dx \right) + 0,5 \ln \frac{\beta_n}{\beta_1} \right]}{\bar{\beta}} .$$

На рис. 3.3 приведена полученная экспериментально нормированная диаграмма направленности излучающей апертуры ( $D = 5,5$  мм), закрытой слоем диэлектрика толщиной  $d = 9$  мм, диэлектрическая проницаемость которого меняется по толщине по закону [26]:  $\epsilon(x) = 4e^{-0,03x}$ . Измерение проводилось на длине волны  $\lambda = 8$  мм в плоскости, где амплитудное распределение поля в излучающем отверстии было постоянным. Сравнение

диаграмм, полученных на основе экспериментальных и теоретических данных, рассчитанных при помощи вышеприведенных соотношений, свидетельствует об удовлетворительном совпадении расчетных и экспериментальных результатов. Использование рассмотренной методики определяется приближением геометрической оптики.

Если волновое уравнение с переменным коэффициентом возможно решить на ЭВМ, то целесообразно использовать его для оценки влияния неоднородного покрытия с соответствующим распределением диэлектрической проницаемости по толщине на диаграмму направленности антенны.

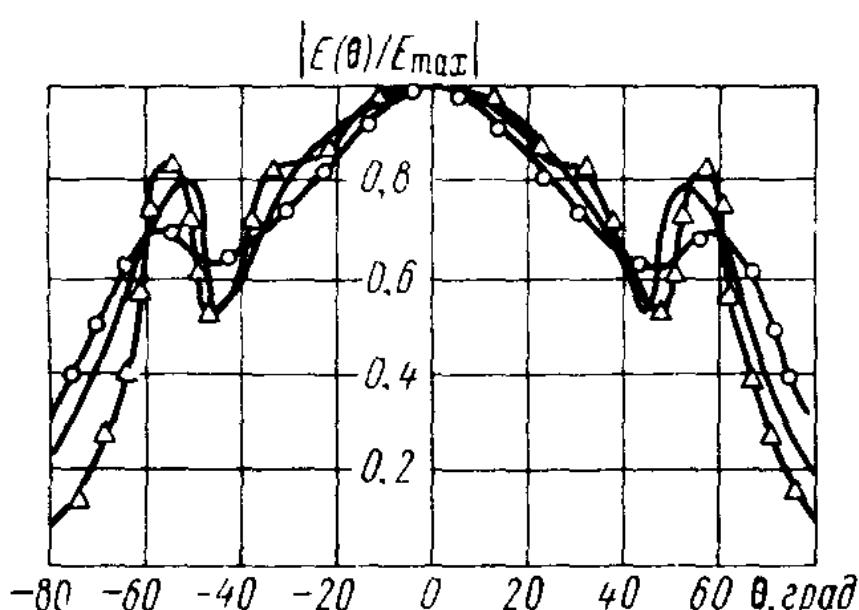


Рис. 3.3. Нормированные диаграммы направленности апертуры с неоднородным диэлектрическим покрытием.

—○—○— — полученная по методике приведения к эквивалентному однородному слою; — — — — — рассчитанная на ЭВМ; Δ—Δ—Δ — экспериментальная.

Представим антенну в виде излучающей апертуры в бесконечном проводящем экране, покрытом слоем неоднородного диэлектрика (см. рис. 3.1, в). Пусть магнитное поле в излучающей апертуре  $D$  направлено во всех точках вдоль оси  $y$  и не зависит от координаты  $y$ , т. е.  $H = H_y(x, z)$ :

$$H_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(h, x) e^{ihz} dh, \quad (3.9)$$

где

$$G(h, x) = \int_{-\infty}^{\infty} H_y(x, z) e^{-ihz} dz. \quad (3.10)$$

$h$  – постоянная распространения парциальной плоской волны в направлении оси  $z$ .

Функция  $G(h, x)$ , определяемая выражением (3.10), удовлетворяет одномерному волновому уравнению с переменным коэффициентом

$$\frac{d^2 G(h, x)}{dx^2} + \beta^2(x) G(h, x) = 0, \quad (3.11)$$

где  $\beta(x) = \sqrt{k^2(x) - h^2} = \sqrt{k_0^2 \epsilon(x) - h^2}$ ;  $\epsilon(x)$  – распределение относительной диэлектрической проницаемости по покрытию. Границные условия

представляются в виде  $G(h, 0) = G_0(h)$  при  $x = 0$ ;  $G(h, x)$  и  $\frac{\partial G(h, x)}{\partial x}$

непрерывны при  $x = d$ . Решение волнового уравнения (3.11) можно записать через функции  $G_1(x)$  и  $G_2(x)$ , такие, что  $G_1(0) = 0$ ,  $G'_1(0) = \frac{dG_1(x)}{dx} \Big|_{x=0} = 1$  и  $G_2(0) = 1$ ,  $G'_2(0) = \frac{dG_2(x)}{dx} \Big|_{x=0} = 0$ . Тогда фурье-

образ магнитного поля в слое будет

$$G(h, x) = B(h) G_1(x) + C(h) G_2(x), \quad (3.12)$$

а над слоем

$$G(h, x) = A(h) e^{-i\beta_0(x-d)}. \quad (3.13)$$

Выражение для амплитуд  $G'(h, x)$  разложения касательной составляющей электрического поля  $E_z(x, z)$  по Фурье определяется из уравнений Максвелла обычным дифференцированием соотношений (3.12) и (3.13) по  $x$ : в слое

$$G'(h, x) = \frac{i}{\omega \epsilon_a(x)} [B(h) G'_1(x) + C(h) G'_2(x)] \quad (3.14)$$

над слоем

$$G'(h, x) = \frac{\beta_0}{\omega \epsilon_0} A(h) e^{-i\beta_0(x-d)}. \quad (3.15)$$

Подстановка выражений (3.12) – (3.15) в граничные условия позволяет записать следующее:

$$G'_0(h) = \frac{i}{\omega\epsilon_a(0)} B(h);$$

$$B(h)G_1(d) + C(h)G_2(d) = A(h);$$

$$B(h)G'_1(d) + C(h)G'_2(d) = -i\beta_0\epsilon(d)A(h).$$

Из полученных соотношений определяем величины  $B(h)$ ,  $A(h)$ ,  $C(h)$  через спектральную составляющую касательного электрического поля в излучающей апертуре  $G'_0(h)$ :

$$\left. \begin{aligned} B(h) &= -i\omega\epsilon_a(0)G'_0(h); \\ A(h) &= -\frac{i\omega\epsilon_a(0)}{G'_2(d) + i\beta_0\epsilon(d)G_2(d)} G'_0(h). \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

Подстановка (3.16) в (3.13) и (3.9) дает возможность вычислить величину магнитного поля в свободном пространстве:

$$\begin{aligned} H_y(x, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(h) e^{-i\beta_0(x-d)} e^{ihz} dh = \\ &= -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\omega\epsilon_a(0) e^{-i\beta_0(x-d)} e^{ihz}}{G'_2(d) + iG_2(d)\beta_0\epsilon(d)} G'_0(h) dh. \end{aligned}$$

Подстановка выражения (3.16) в формулу (3.15) и в фурье-преобразование для электрического поля, аналогичное соотношению (3.9), позволяет вычислить величину  $E_z(x, z)$  в свободном пространстве:

$$E_z(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\epsilon(0)\beta_0 e^{-i\beta_0(x-d)}}{G'_2(d) + iG_2(d)\beta_0\epsilon(d)} \cdot G'_0(h) e^{ihz} dh. \quad (3.17)$$

Если предположить, что известно распределение поля в излучающей апертуре, то задача теперь сводится к отысканию такого решения уравнения (3.11)  $G_2(x)$ , чтобы  $G_2(0) = 1$ ,  $G'_2(0) = 0$ . Для вычисления интеграла (3.17), определяющего диаграмму направленности излучающей апертуры с неоднородным диэлектрическим покрытием, может быть использован метод перевала, поэтому введем полярную систему координат  $r$ ,  $\theta$  и произведем замену переменных  $x = r \cos \theta$ ,  $z = r \sin \theta$ ,  $h = k_0 \sin \alpha$ :

$$\begin{aligned} E_z(r, \theta) &= \frac{i\epsilon(0)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta_0 e^{i\beta_0 d} G'_0(h) e^{ir k_0 \cos(\alpha+\theta)}}{G'_2(d) + iG_2(d)\beta_0\epsilon(d)} \times \\ &\quad \times k_0 \cos \alpha da. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Тогда контур интегрирования на плоскости комплексного переменного  $a$

будет таким, что при  $k_0 r \rightarrow \infty$  интеграл сходится. В этом случае точка перевала определяется при  $a = -\theta$ , т. е. при  $h_0 = -k_0 \sin \theta$ , и (3.18) можно записать в окончательном виде [35]:

$$E_z(r, \theta) = \frac{i\epsilon(0)}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{rk_0}} \frac{\beta_0 e^{i\beta_0 d} e^{-i(\pi/4)k_0 \cos \theta}}{G'_2(d) + iG_2(d)\beta_0 \epsilon(d)} G'_0(h_0). \quad (3.19)$$

Заметим, что для вычислений по этой формуле необходимо иметь решение уравнения (3.11)  $G_2(x)$  при  $x = d$  в точке перевала  $h_0 = -k_0 \sin \theta$ . При выводе выражения (3.19) не принимались во внимание поверхностные волны, возникающие на диэлектрическом покрытии. Для оценки их влияния на форму диаграммы направленности необходимо учитывать вклад вычетов в полюсах подынтегральной функции (3.18), охватываемых контуром перевала. В соответствии с результатами, приведенными в § 2.2, можно показать, что при  $r \rightarrow \infty$   $\text{res} \rightarrow 0$  и влияние возникающих поверхностных волн на формирование диаграммы направленности можно не учитывать.

Полученные данные позволяют составить блок-схему счета на ЭВМ диаграммы направленности излучающей апертуры с неоднородным диэлектрическим покрытием.

I. Исходные данные:  $\epsilon(x)$ ,  $k_0$ ,  $D$ ,  $d$ , необходимая точность вычисления –  $\delta$ .

II. Вычисление точки перевала  $h_0 = -k_0 \sin \theta_k$  в интервале углов излучения  $\theta = \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_k, \dots, \theta_n$  ( $\Delta\theta = 1^\circ$ ).

III. Решение системы уравнений для точки перевала по стандартной программе численных методов (например, по методу Эйлера)

$$\begin{cases} \frac{dG_1(x)}{dx} = G_2(x); \\ \frac{dG_2(x)}{dx} = [h_0^2 - k_0^2 \epsilon(x)] G_1(x) \end{cases}$$

при условии, что  $G_1(0) = 1$ ,  $G_2(0) = 0$  на промежутке  $0-d$ .

IV. Вычисление знаменателя формулы (3.19) для точки перевала [74]

$$G'_2(d) + iG_2(d)\beta_0 \epsilon(d).$$

V. Расчет величины электрического поля в дальней зоне для  $\theta = \theta_k$ ,  $h_0 = -k_0 \times \sin \theta_k$ :

$$|E_z(r, \theta)| = \frac{\epsilon(0)}{\sqrt{2\pi r}} \frac{\beta_0 \sqrt{k_0} G'_0(h_0)}{|G'_2(d) + iG_2(d)\beta_0 \epsilon(d)|} \cos \theta.$$

VI.  $\theta = \theta_{k+1}$  и возврат к п. II.

Для проверки данной методики был произведен расчет по этой блок-схеме диаграммы направленности излучающей апертуры с диэлектрическим неоднородным покрытием, параметры которых приводились выше, для поляризации электрического поля  $E = E_y(x, z)$  (на рис. 3.3 она обозначена сплошной линией).

## § 3.2. Влияние многослойного покрытия на излучение из кольцевой щели

Для оценки влияния однородного диэлектрического покрытия на излучение кольцевой щели рассматривают симметричную задачу о возбуждении слоя диэлектрика двойной толщины кольцевой нитью магнитного тока [28; 29]. Такую модель можно применить для кольцевых щелей, прорезанных в проводящем экране, покрытом слоем диэлектрика; при этом вся методика расчета сохраняется, если толщина диэлектрика в модели взвита удвоенной. Это следует из принципа зеркального отображения [66]. В соответствии с [28] поле возбуждается кольцевым магнитным током  $I = I_M$ . В силу осевой симметрии компоненты электромагнитного поля не зависят от цилиндрической координаты  $\varphi$  (рис. 3.4, а). По той же причине  $\mathbf{E}$  в каждой точке таково, что  $E_\varphi = 0$ , т. е.  $\mathbf{E}$  содержит только компоненты  $E_x$  и  $E_r$ , а поле  $\mathbf{H}$  только  $H_\varphi$  ( $H_r = H_x = 0$ ). Представим antennу в виде кольцевой щели с радиусом  $a$ , прорезанной в бесконечном идеально проводящем экране, покрытом  $n$ -слойным диэлектриком с параметрами  $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_n; d_1, \dots, d_n - d_{n-1}$  (рис. 3.4, б). Тогда из [28] можно записать выражения для излученного поля без учета границ раздела между слоями, т. е. для первого слоя:

$$E_r(r, x) = -\frac{Ia}{2} \int_0^\infty e^{-\beta_1 x} J_1(ha) J_1(hr) h dh;$$

$$E_x(r, x) = -\frac{Ia}{2} \int_0^\infty e^{-\beta_1 x} \frac{J_1(ha) J_0(hr)}{\beta_1} h dh;$$

$$H_\varphi(r, x) = \frac{-i\omega\epsilon_{a1} Ia}{2} \int_0^\infty e^{-\beta_1 x} \frac{J_1(ha) J_1(hr)}{\beta_1} h dh,$$

где  $\beta_1 = \sqrt{h^2 - k_0^2 \epsilon_1}$  – постоянная распространения плоской волны внутри первого слоя;  $\beta_0 = \sqrt{h^2 - k_0^2}$  – постоянная распространения плоской волны над покрытием;  $h$  – постоянная распространения парциальной

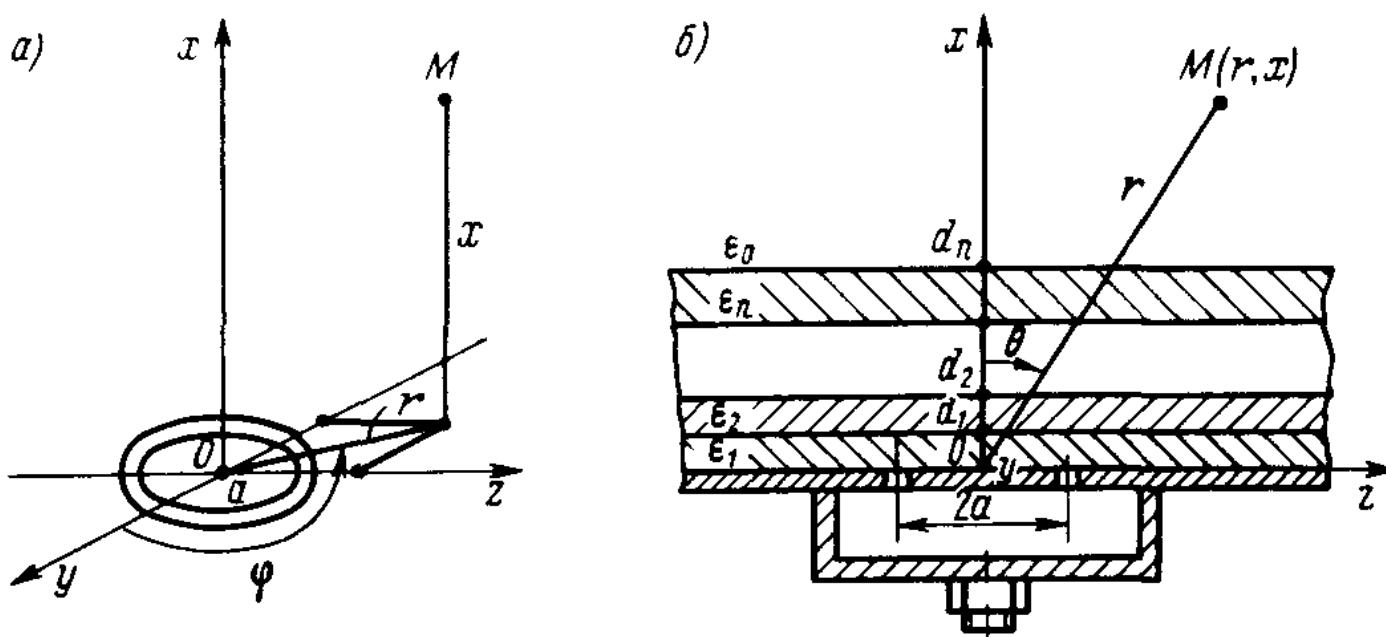


Рис. 3.4. Кольцевая щелевая антenna с многослойным диэлектрическим покрытием: а – система координат; б – конструкция антенны.

плоской волны в направлении оси  $r$ ;  $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  – волновое число свободного пространства;  $\epsilon_1$  – относительная диэлектрическая проницаемость вещества первого слоя;  $\epsilon_0, \mu_0$  – электрическая и магнитная постоянные;  $J_0, J_1$  – функции Бесселя нулевого и первого порядков.

Отраженное поле в первом слое можно искать в виде

$$E_r^{o\tau}(r, x) = Ia \int_0^\infty R(h) e^{-\beta_1 d_1} \sinh \beta_1 x J_1(ha) J_1(hr) h dh;$$

$$H_\varphi^{o\tau}(r, x) = i \omega \epsilon_{a1} Ia \int_0^\infty R(h) e^{-\beta_1 d_1} \cosh \beta_1 x \frac{J_1(ha) J_1(hr)}{\beta_1} h dh.$$

Поле над покрытием ( $x > d_n$ ) определяется как

$$\left. \begin{aligned} E_r^{n+1} &= -\frac{Ia}{2} \int_0^\infty e^{-\beta_0(x-d_n)} T(h) J_1(ha) J_1(hr) h dh; \\ E_x^{n+1} &= -\frac{Ia}{2} \int_0^\infty e^{-\beta_0(x-d_n)} T(h) \frac{J_1(ha) J_0(hr)}{\beta_0} h dh; \\ H_\varphi^{n+1} &= -\frac{i \omega \epsilon_0 Ia}{2} \int_0^\infty e^{-\beta_0(x-d_n)} T(h) \times \\ &\times \frac{J_1(ha) J_1(hr)}{\beta_0} h dh. \end{aligned} \right\} (3.20)$$

Наконец поле в  $l$ -м слое будет

$$E_r^l = -Ia \int_0^\infty [A^l(h) \cosh \beta_l(x - d_{l-1}) + B^l(h) \sinh \beta_l(x - d_{l-1})] \times$$

$$\times J_1(ha) J_1(hr) h dh;$$

$$H_\varphi^l = -i \omega \epsilon_{al} Ia \int_0^\infty [A^l(h) \sinh \beta_l(x - d_{l-1}) + B^l(h) \cosh \beta_l(x - d_{l-1})] \times$$

$$\times J_1(ha) J_1(hr) h dh,$$

где  $\beta_l = \sqrt{h^2 - k_0^2 \epsilon_l}$  – постоянная распространения плоской волны внутри  $l$ -го слоя;  $A^l(h), B^l(h)$  – спектральные амплитуды волн, прошедшей и отраженной в  $l$ -м слое соответственно.

Для определения неизвестной спектральной плотности  $T(h)$ , входящей в формулу расчета диаграммы направленности антенны, необходимо использовать граничные условия к векторам электромагнитного поля в многослойном покрытии. Условия на границе  $l$ -го и  $l + 1$ -го слоев имеют вид:

$$\left. \begin{array}{l} E_r^l = E_r^{l+1} |_{x=d_l}; \\ A^l(h) \operatorname{ch} \beta_l (d_l - d_{l-1}) + B^l(h) \operatorname{sh} \beta_l (d_l - d_{l-1}) = A^{l+1}(h); \\ H_\varphi^l = H_\varphi^{l+1} |_{x=d_l}; \\ \epsilon_l [A^l(h) \operatorname{sh} \beta_l (d_l - d_{l-1}) + B^l(h) \operatorname{ch} \beta_l (d_l - d_{l-1})] = \\ = \epsilon_{l+1} B^{l+1}(h). \end{array} \right\} \quad (3.21)$$

Условия на границе 1-го и 2-го слоев записываются так:

$$\left. \begin{array}{l} e^{-\beta_1 d_1} - 2R(h) \operatorname{sh} \beta_1 d_1 e^{-\beta_1 d_1} = 2A^2(h); \\ \epsilon_1 [e^{-\beta_1 d_1} - 2R(h) \operatorname{ch} \beta_1 d_1 e^{-\beta_1 d_1}] = 2\epsilon_2 B^2(h). \end{array} \right\} \quad (3.22)$$

Условия на границе  $n$ -го слоя и свободного пространства будут

$$\left. \begin{array}{l} 2[A^n(h) \operatorname{ch} \beta_n (d_n - d_{n-1}) + \\ + B^n(h) \operatorname{sh} \beta_n (d_n - d_{n-1})] = T(h); \\ 2\epsilon_{an}[A^n(h) \operatorname{sh} \beta_n (d_n - d_{n-1}) + B^n(h) \operatorname{ch} \beta_n \times \\ \times (d_n - d_{n-1})] = \epsilon_0 T(h). \end{array} \right\} \quad (3.23)$$

Запишем систему (3.21) в матричной форме:

$$(\mathbf{M}^l)^{-1} \mathbf{X}^l = \mathbf{X}^{l+1}$$

или

$$\mathbf{X}^l = \mathbf{M}^l \mathbf{X}^{l+1},$$

где

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} A^l \\ B^l \end{vmatrix} &= \mathbf{X}^l; & \begin{vmatrix} A^{l+1} \\ B^{l+1} \end{vmatrix} &= \mathbf{X}^{l+1}; \\ \begin{vmatrix} \operatorname{ch} \beta_l (d_l - d_{l-1}) & \operatorname{sh} \beta_l (d_l - d_{l-1}) \\ \frac{\epsilon_l}{\epsilon_{l+1}} \operatorname{sh} \beta_l (d_l - d_{l-1}) & \frac{\epsilon_l}{\epsilon_{l+1}} \operatorname{ch} \beta_l (d_l - d_{l-1}) \end{vmatrix} &= (\mathbf{M}^l)^{-1}; \\ \frac{\epsilon_l}{\epsilon_{l+1}} \begin{vmatrix} \frac{\epsilon_l}{\epsilon_{l+1}} \operatorname{ch} \beta_l (d_l - d_{l-1}) & -\operatorname{sh} \beta_l (d_l - d_{l-1}) \\ -\frac{\epsilon_l}{\epsilon_{l+1}} \operatorname{sh} \beta_l (d_l - d_{l-1}) & \operatorname{ch} \beta_l (d_l - d_{l-1}) \end{vmatrix} &= \mathbf{M}^l. \quad (3.24) \end{aligned}$$

Из формул (3.23) следует, что, так как можно записать  $\epsilon_0 = \epsilon_{an+1}$  и

$$\mathbf{X}^{n+1} = \begin{vmatrix} \frac{1}{2} T(h) \\ \frac{1}{2} T(h) \end{vmatrix}, \text{ то } \mathbf{X}^n = \mathbf{M}^n \mathbf{X}^{n+1}. \text{ Поэтому для определения неизвестной}$$

$T(h)$  можно использовать систему (3.22), записав ее через матричные выражения спектральных амплитуд  $A^2(h)$  и  $B^2(h)$ :

$$\mathbf{X}^2 = \mathbf{M}^2 \mathbf{M}^3 \dots \mathbf{M}^n \mathbf{X}^{n+1} = \mathbf{M} \mathbf{X}^{n+1},$$

где

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}^2 \mathbf{M}^3 \dots \mathbf{M}^n = \begin{vmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{vmatrix}.$$

$$\text{Тогда } A^2(h) = \frac{1}{2} (m_{11} + m_{12}) T(h), \quad B^2(h) = \frac{1}{2} (m_{21} + m_{22}) T(h).$$

Подставляя полученные выражения в систему уравнений (3.22) и произведя несложные преобразования, получим формулу для расчета величины  $T(h)$ , которая определяет поле в дальней зоне, т. е. диаграмму направленности антенны:

$$T(h) = \frac{e^{-\beta_1 d_1} (\operatorname{ch} \beta_1 d_1 - \operatorname{sh} \beta_1 d_1)}{(m_{11} + m_{12}) \operatorname{ch} \beta_1 d_1 - \frac{1}{\epsilon_1} (m_{21} + m_{22}) \operatorname{sh} \beta_1 d_1}. \quad (3.25)$$

Для вычисления интегралов (3.20), определяющих диаграмму направленности кольцевой щели с многослойным диэлектрическим покрытием, может быть использован метод перевала, поэтому введем полярную систему координат  $r, \theta$  и произведем замену переменной  $h = k_0 \sin \alpha$ . Тогда контур интегрирования на плоскости комплексного переменного будет таким, что при  $k_0 r \rightarrow \infty$  интеграл  $E_r^{n+1}(r, \theta)$  в (3.20) сходится. В этом случае точка перевала определяется при  $\alpha = -\theta$ , т. е. при  $h_0 = -k_0 \sin \theta$  и поле в дальней зоне рассчитывается по формуле [36]:

$$|E(r, \theta)| \approx \frac{k_0 c}{r} |T(k_0 \sin \theta) J_1(ak_0 \sin \theta)|;$$

$$\left| \frac{E(\theta)}{E_{\max}} \right| = \frac{e^{-\beta_1 d_1} (\operatorname{ch} \beta_1 d_1 - \operatorname{sh} \beta_1 d_1) J_1(ak_0 \sin \theta) k_0 \cos \theta}{(m_{11} + m_{12}) \operatorname{ch} \beta_1 d_1 - \frac{1}{\epsilon_1} (m_{21} + m_{22}) \operatorname{sh} \beta_1 d_1}. \quad (3.26)$$

При однослойном покрытии диаграмма направленности имеет следующий вид [28]:

$$\frac{E(\theta)}{E_{\max}} = \frac{e^{ik_0 d_1 \cos \theta} J_1(ak_0 \sin \theta)}{\cos(\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta} k_0 d_1) + i \frac{\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta}}{\epsilon_1 \cos \theta} \sin(\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta} k_0 d_1)}.$$

Полученные результаты позволяют составить блок-схему счета на ЭВМ диаграммы направленности кольцевой щелевой антенны с многослойным диэлектрическим покрытием.

$2\pi$ 

I. Исходные данные:  $n; d_1, d_2, \dots, d_n; \epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_n, \epsilon_{n+1} = 1; k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}; \lambda; I; a$ .

II. Вспомогательные величины:  $\frac{Ia}{2}$ ;  $k_1 = k_0\sqrt{\epsilon_1}, k_2 = k_0\sqrt{\epsilon_2}, \dots, k_n = k_0\sqrt{\epsilon_n}, k_{n+1} = k_0$ .

III. Основные функции:  $\beta_l(h) = \sqrt{h^2 - k_0^2 \epsilon_l}, l = 0, 1, 2, \dots, n; J_1(\xi); J_0(\xi)$ ;  
 $\text{sh } \xi = \frac{e^\xi - e^{-\xi}}{2}; \text{ch } \xi = \frac{e^\xi + e^{-\xi}}{2}$ .

IV. Вычисление  $T(h)$  при произвольном  $h$ .

IV.1) Расчет матрицы  $M^l$  по формуле (3.24) для  $l = 2, 3, \dots, n$ .

IV.2) Расчет элементов матрицы  $M$ :

$$M = M^2 M^3 \dots M^n = \begin{vmatrix} m_{1,1} & m_{1,2} \\ m_{2,1} & m_{2,2} \end{vmatrix}.$$

IV.3) Расчет величины  $T(h)$  по формуле (3.25).

V. Расчет диаграммы направленности по формуле (3.26).

По данной блок-схеме был произведен расчет диаграммы направленности синфазной кольцевой щелевой антенны с многослойным диэлектрическим покрытием:  $n = 5; d_1 = d_2 = \dots = d_5 = 0,1\lambda; \epsilon_1 = 2; \epsilon_2 = 2,25; \epsilon_3 = 2,5; \epsilon_4 = 2; \epsilon_5 = 5; a/\lambda = 0,225$ . На рис. 3.5 эта диаграмма направленности представлена кривой 3. Диаграмма 1 соответствует излучению без диэлектрика ( $d = 0$ ), а диаграмма 2 – излучению при однослоистом покрытии с параметрами  $d = 0,5\lambda; \epsilon = 2,25$ . Полученные результаты совпадают с результатами расчета идентичной антенны, представленными в работе [28]. Таким образом, многослойное диэлектрическое покрытие влияет на формирование антенной диаграммы направленности. Изменение параметров покрытия приводит к существенному изменению формы диаграммы направленности.

### § 3.3. Влияние многослойного покрытия на излучение из плоского волноводе

Методика расчета характеристик излучения апертуры с многослойным покрытием, изложенная в § 3.1 и базирующаяся на использовании преобразования Фурье от известного распределения поля

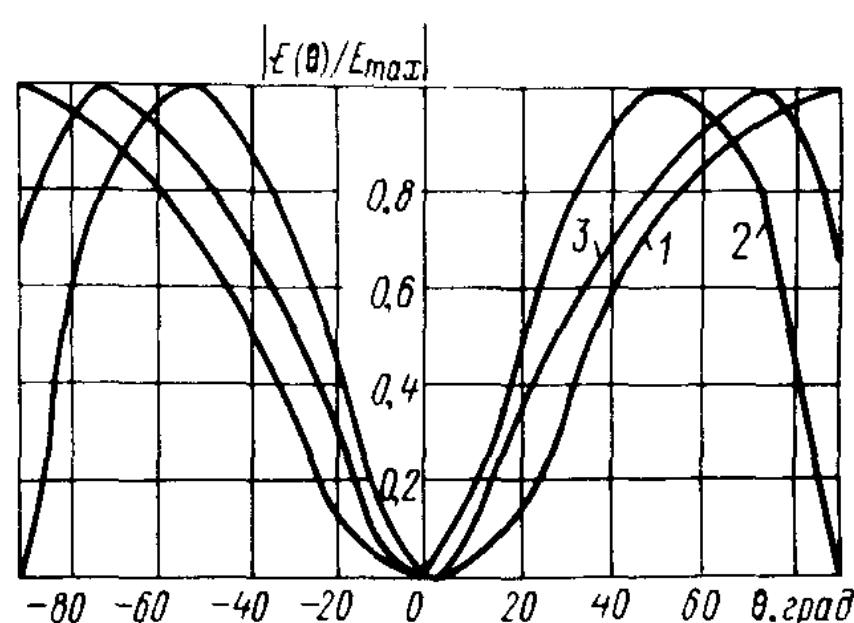


Рис. 3.5. Диаграммы направленности кольцевой щелевой антенны с многослойным диэлектрическим покрытием.

в ней с последующим применением граничных условий на поверхностях раздела слоев, может быть использована и в случае плоского волновода с многослойным диэлектрическим покрытием.

Волновод в бесконечном проводящем экране, покрытом многослойным диэлектриком толщиной  $d_n$ , показан на рис. 3.6. Покрытие состоит из  $n$  однородных слоев толщиной  $d_1, d_2 - d_1, d_3 - d_2, \dots, d_l - d_{l-1}, \dots, d_n - d_{n-1}$  с соответствующей относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots, \epsilon_l, \dots, \epsilon_n$ . Пусть магнитное поле в раскрыве  $a$  направлено во всех точках вдоль оси  $z$  и не зависит от координаты  $y$ , т. е.  $H = H_y(x, z)$  и является касательным. Составляющие электрического поля  $E_z$  и  $E_x$  определяются из уравнений Максвелла:  $i\omega\epsilon_a(x)E_z = -\frac{\partial H_y}{\partial x}$ ,  $i\omega\epsilon_a(x)E_x = \frac{\partial H_y}{\partial z}$ . Используя преобразование Фурье, записываем

$$H_y(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(h, x) e^{ihz} dh, \quad (3.27)$$

где функция  $G(h, x)$  удовлетворяет одномерному волновому уравнению

$$\frac{d^2 G(h, x)}{dx^2} + \beta_l^2 G(h, x) = 0. \quad (3.28)$$

Здесь  $\beta_l = \sqrt{k_0^2 \epsilon_l - h^2}$  – постоянная распространения парциальной волны внутри  $l$ -го слоя,  $\beta_{n+1} = \beta_0 = \sqrt{k_0^2 - h^2}$  – постоянная распространения парциальной волны над покрытием.

Граничные условия для рассматриваемой задачи – непрерывность касательных составляющих векторов напряженности электромагнитного поля  $E$  и  $H$  на границах раздела слоев при  $x = 0, d_1, d_2, \dots, d_l, \dots, d_n$ .

Решение волнового уравнения (3.29) для  $l$ -го слоя и для пространства над диэлектрическим покрытием (при  $x > d_n$ ) можно представить в виде

$$G_l = B_1^l \cos \beta_l (x - d_{l-1}) + B_2^l \sin \beta_l (x - d_{l-1}); \quad (3.29)$$

$$G_{n+1} = A e^{-i\beta_0 (x - d_n)}. \quad (3.30)$$

Связь между неизвестными коэффициентами  $B_1^l, B_2^l, A$  получаем путем использования граничных условий на границах раздела сред между слоями:

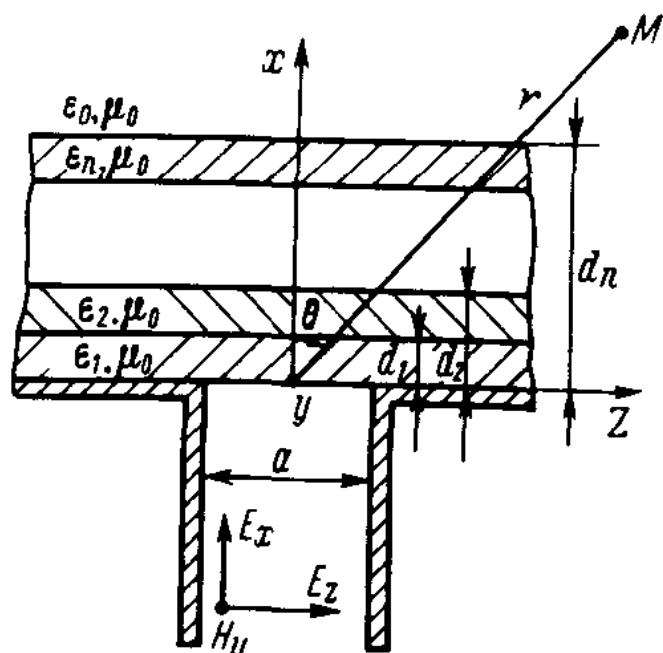


Рис. 3.6. Плоский волноводный излучатель с многослойным диэлектрическим покрытием.

при  $x = d_l$

$$B_1^l \cos \beta_l (d_l - d_{l-1}) + B_2^l \sin \beta_l (d_l - d_{l-1}) = B_1^{l+1}; \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\epsilon_l} \beta_l [-B_1^l \sin \beta_l (d_l - d_{l-1}) + B_2^l \cos \beta_l (d_l - d_{l-1})] = \\ & = \frac{1}{\epsilon_{l+1}} \beta_{l+1} B_2^{l+1}; \end{aligned} \quad (3.32)$$

$l = 1, 2, \dots, n-1$

при  $x = d_n$

$$B_1^n \cos \beta_n (d_n - d_{n-1}) + B_2^n \sin \beta_n (d_n - d_{n-1}) = A; \quad (3.33)$$

$$-\frac{i}{\epsilon_n} \beta_n [-B_1^n \sin \beta_n (d_n - d_{n-1}) + B_2^n \cos \beta_n (d_n - d_{n-1})] = \beta_0 A. \quad (3.34)$$

Запишем условия (3.31) и (3.32) в матричной форме:

$$\mathbf{B}^{l+1} = \mathbf{M}^l \mathbf{B}^l,$$

где

$$\mathbf{B}^l = \begin{bmatrix} B_1^l \\ B_2^l \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{M}^l = \begin{bmatrix} \cos \beta_l (d_l - d_{l-1}) & \sin \beta_l (d_l - d_{l-1}) \\ -\frac{\epsilon_{l+1}}{\epsilon_l} \frac{\beta_l}{\beta_{l+1}} \sin \beta_l (d_l - d_{l-1}) & \frac{\epsilon_{l+1}}{\epsilon_l} \frac{\beta_l}{\beta_{l+1}} \cos \beta_l (d_l - d_{l-1}) \end{bmatrix}.$$

Тогда для  $n$ -го слоя можно написать

$$\mathbf{B}^n = \mathbf{M}^{n-1} \mathbf{M}^{n-2} \mathbf{M}^{n-3} \dots \mathbf{M}^2 \mathbf{M}^1 \mathbf{B}^1. \quad (3.35)$$

Из условий (3.33) и (3.34) получаем

$$\begin{aligned} B_1^n &= A \left[ \cos \beta_n (d_n - d_{n-1}) - i \frac{\beta_0}{\beta_n} \epsilon_n \sin \beta_n (d_n - d_{n-1}) \right]; \\ B_2^n &= A \left[ \sin \beta_n (d_n - d_{n-1}) + i \frac{\beta_0}{\beta_n} \epsilon_n \cos \beta_n (d_n - d_{n-1}) \right]. \end{aligned}$$

Запишем последние равенства в матричной форме:

$$\mathbf{B}^n = A \mathbf{a}, \quad (3.36)$$

где

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} \cos \beta_n (d_n - d_{n-1}) - i \frac{\beta_0}{\beta_n} \epsilon_n \sin \beta_n (d_n - d_{n-1}) \\ \sin \beta_n (d_n - d_{n-1}) + i \frac{\beta_0}{\beta_n} \epsilon_n \cos \beta_n (d_n - d_{n-1}) \end{bmatrix}. \quad (3.37)$$

Из (3.35) и (3.36) следует, что

$$A\mathbf{a} = \mathbf{M}^{n-1} \mathbf{M}^{n-2} \mathbf{M}^{n-3} \dots \mathbf{M}^2 \mathbf{M}^1 \mathbf{B}^1 = \mathbf{MB}^1. \quad (3.38)$$

Если распределение электрического поля в раскрыве волновода —  $E_z(0, z)$ , т. е. спектральная составляющая касательного электрического поля —  $G'_0(h)$ , то при  $x = 0$  граничное условие записывается в виде

$$G'_0(h) = -\frac{i}{\omega \epsilon_{a1}} \beta_1 B_2^1,$$

т. е.

$$B_2^1 = \frac{i \omega \epsilon_{a1}}{\beta_1} G'_0(h).$$

Из (3.38) можно выразить коэффициенты  $A$ ,  $B_1^1$  и  $B_2^1$  через спектральную составляющую  $G'_0(h)$  для использования в формулах (3.27), (3.29), (3.30):

$$\mathbf{B}^1 = A(\mathbf{M})^{-1} \mathbf{a} \text{ или } \begin{bmatrix} B_1^1 \\ B_2^1 \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix};$$

$$A = \frac{1}{a_2} B_2^1; \quad B_1^1 = B_2^1 \frac{a_1}{a_2};$$

$$A = \frac{1}{a_2} \frac{i \omega \epsilon_{a1}}{\beta_1} G'_0(h);$$

$$B_1^1 = G_0(h) = \frac{a_1}{a_2} \frac{i \omega \epsilon_{a1}}{\beta_1} G'_0(h);$$

$$B_2^1 = \frac{i \omega \epsilon_{a1}}{\beta_1} G'_0(h).$$

Величины  $a_1$  и  $a_2$  могут быть записаны через полученные соотношения (3.36), (3.37). Приведем окончательные формулы для расчета проводимости и диаграммы направленности плоской волноводной антенны с многослойным покрытием [37]:

$$Y = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G'_0(h) G_0(h) dh = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |G'_0(h)|^2 \frac{i\omega}{\beta_1} \frac{a_1}{a_2} dh; \quad (3.39)$$

$$E_z(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G'(h, x) e^{-ihz} dh = i \frac{\epsilon_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta_0}{\beta_1} \frac{1}{a_2} \times \\ \times G'_0(h) e^{-i\beta_0(x - d_n)} e^{-ihz} dh. \quad (3.40)$$

Видно, что для их использования необходимо определить выражения для  $a_1$  и  $a_2$  через исходные данные.

Теперь можно составить блок-схему счета на ЭВМ характеристик излучения волноводной антенны с многослойным диэлектрическим покрытием. Рассмотрим случай пятислойного покрытия.

I Исходные данные:  $d_1, d_2, d_3, d_4, d_5; \epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4, \epsilon_5; k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}; a; h$  – переменная.

II. Вычисление величин  $a_1$  и  $a_2$ .

II. 1) Рассчитать  $\beta_l = \sqrt{k_0^2 \epsilon_l - h^2}, \beta_0 = \sqrt{k_0^2 - h^2}, l = 1, 2, 3, 4, 5$ .

II. 2) Вычислить матрицы  $(M^l)^{-1}$ :

$$(M^l)^{-1} = \frac{\beta_{l+1} \epsilon_l}{\beta_l \epsilon_{l+1}} \begin{bmatrix} \frac{\epsilon_{l+1} \beta_l}{\epsilon_l \beta_{l+1}} \cos \beta_l (d_l - d_{l-1}) - \sin \beta_l (d_l - d_{l-1}) \\ \frac{\epsilon_{l+1} \beta_l}{\epsilon_l \beta_{l+1}} \sin \beta_l (d_l - d_{l-1}) & \cos \beta_l (d_l - d_{l-1}) \end{bmatrix}.$$

II. 3) Вычислить матрицу  $(M)^{-1} = (M^1)^{-1} (M^2)^{-1} (M^3)^{-1} (M^4)^{-1}$ .

II. 4) Вычислить столбец  $a$

$$a = \begin{bmatrix} \cos \beta_5 (d_5 - d_4) - i \frac{\beta_0}{\beta_5} \epsilon_5 \sin \beta_5 (d_5 - d_4) \\ \sin \beta_5 (d_5 - d_4) + i \frac{\beta_0}{\beta_5} \epsilon_5 \cos \beta_5 (d_5 - d_4) \end{bmatrix}.$$

II. 5) Вычислить  $(M)^{-1} a = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$ .

III. Отыскание полюсов корней  $a_2(h)$  на интервале  $\min k_0 \sqrt{\epsilon_j} < h < \max k_0 \sqrt{\epsilon_j}$ . Корни искать с точностью  $\pm 0,01$ . Обозначить корни:  $a_1, a_2, \dots, a_m; a_1 < a_2 < \dots < a_m$ .

IV. Вычисление собственной проводимости волноводной антенны с многослойным диэлектрическим покрытием.

IV. 1) Рассчитать спектральную составляющую электрического поля для первой моды в раскрытии:

$$G'_0(h) = 4 \sqrt{\frac{2}{a}} \frac{h \sin h \frac{a}{2}}{\frac{4\pi^2}{a^2} - h^2}.$$

IV.2) Вычислить подынтегральную функцию интеграла (3.39):

$$f(h) = \frac{1}{2\pi} \cdot |G'_0(h)|^2 \frac{i\omega}{\beta_1} \frac{a_1(h)}{a_2(h)}.$$

IV.3) Расположить в порядке возрастания  $k_0\sqrt{\epsilon_1}$ ,  $-\frac{2\pi}{a}$ ,  $\frac{2\pi}{a}$ ,  $a_1, \dots, a_m$  и обозначить их как  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_m, \xi_{m+1}, \xi_{m+2}, \xi_{m+3}$ .

IV.4) Вычислить проводимость

$$Y = \int_{\xi_1 - 0,01}^{-10k_0} f(h) dh + \sum_{j=2}^{m+3} \left[ \int_{\xi_{j-1} + 0,01}^{\xi_j - 0,01} f(h) dh + \int_{\xi_{m+3} + 0,01}^{10k_0} f(h) dh \right].$$

V. Вычисление проводимости антенны, обусловленной поверхностными волнами.

V.1) Рассчитать величины

$$C_j = \frac{\omega}{2} |G'_0(h)|^2 \frac{a_1(h)}{\beta_1} \text{ при } h = a_j, j = 1, 2, \dots, m.$$

V.2) Рассчитать величины

$$D_j = 200[a_2(a_j + 0,01) - a_2(a_j - 0,01)], j = 1, 2, \dots, m.$$

V.3) Рассчитать отношения  $\frac{C_j}{D_j}$ ,  $j = 1, 2, \dots, m$ .

V.4) Вычислить проводимость

$$Y_{\text{пов}} = \sum_{j=1}^m \frac{C_j}{D_j}.$$

VI. Определение поля в дальней зоне методом перевала в полярной системе координат  $r, \theta$  путем замены переменных  $h = k_0 \sin \theta$ . Диаграмму направленности рассчитать по следующей формуле:

$$E_z(r, \theta) = \frac{\epsilon_1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{k_0 r}} \left| \frac{\beta_0(k_0 \cos \theta)}{\beta_1(k_0 \cos \theta)} \right| \left| \frac{|G'_0(k_0 \cos \theta)|}{|a_2(k_0 \cos \theta)|} \right|$$

для  $0 < \theta < \pi$  с шагом  $\Delta\theta = 1^\circ$ .

По приведенной блок-схеме был произведен расчет характеристик излучения волновода с многослойным диэлектрическим покрытием с параметрами:  $n = 5$ ;  $d_1 = d_2 = d_3 = \dots = d_5 = d_4 = 2$  мм;  $\epsilon_1 = 2$ ;  $\epsilon_2 = 4$ ;  $\epsilon_3 = 6$ ;  $\epsilon_4 = 7$ ;  $\epsilon_5 = 8$ ;  $a/\lambda = 0,25$ . На рис. 3.7 диаграмма направленности такой антенны представлена кривой 3. Диаграмма направленности, представленная кривой 1, соответствует излучению без диэлектрика ( $d = 0$ ), а кривой 2 – однослоиному покрытию с параметрами  $d = 10$  мм;  $\epsilon = 4$  мм. Данные, по которым построены кривые 1 и 2, удовлетворительно совпадают с результатами расчета идентичных антенн, приведенных в § 2.3.

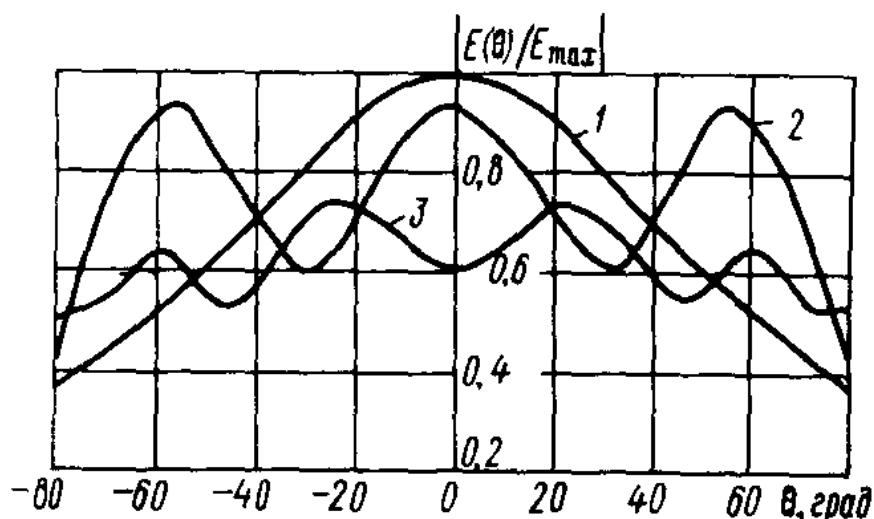


Рис. 3.7. Диаграммы направленности плоского волноводного излучателя с многослойным диэлектрическим покрытием.

значениях диэлектрической проницаемости слоев ведет к увеличению мощности поверхностных волн, поэтому площади приведенных на рис. 3.7 диаграмм направленностей будут относительно уменьшаться при больших  $\epsilon$  вследствие их нормировки по излучаемой мощности.

Расчет проводимостей  $Y$  и  $Y_{\text{пов}}$  для рассматриваемой антенны дал следующие результаты: для кривой 1 –  $Y = 0,68 + i0,34$ ,  $Y_{\text{пов}} = 0$ ; для кривой 2 –  $Y = 2,48 + i2,13$ ,  $Y_{\text{пов}} = 0,96$ ; для кривой 3 –  $Y = 3,16 + i2,24$ ,  $Y_{\text{пов}} = 1,87$ . Антenna с многослойным покрытием характеризуется большей проводимостью, обусловленной поверхностными волнами, и соответственно значительными потерями на их возбуждение и излучение в перпендикулярном относительно осевого направления. Таким образом, многослойное дизельтрическое покрытие существенно влияет на характеристики излучения антенн.

Из рис. 3.7 видно, что антenna с пятислойным покрытием имеет более неравномерную диаграмму направленности и ее излучаемая мощность уменьшается. Так как расчет диаграмм направленностей произведен методом перевала, то вклад поверхностных волн в излучение антennы не учитывался, и кривые не отображают перераспределения энергии излучения в осевом направлении в энергию поверхностных волн при больших

## Глава 4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНЫЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ПОКРЫТИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН

### § 4.1. Возможности экспериментально-расчетного метода

При расчете характеристик излучения антенн с дизельтрическими покрытиями необходимо учитывать значения  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  материала покрытия, которые могут изменяться под воздействием окружающей среды. Так, при попадании влаги на покрытие  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  материала растут. Поэтому необходимо проводить измерения электрических характеристик диэлектриков при воздействии на них влаги. Значительные изменения

электрических характеристик наблюдаются при исследовании свойств диэлектриков в условиях температур, превышающих температуру их плавления (обгорания), или в условиях быстрого одностороннего теплового нагрева, при котором темп нагрева по поверхности температуре составляет десятки и сотни градусов в секунду. При этом имеют место большие температурные градиенты по толщине материала, а наличие определенной зависимости диэлектрической проницаемости материала от температуры приводит к тому, что однородный материал становится неоднородным по электрическим свойствам.

Как уже отмечалось в § 1.4, экспериментально-расчетный метод наряду с расчетами характеристик излучения антенн включает в себя экспериментальные исследования электрических характеристик материалов покрытий в нормальных условиях и в условиях воздействий, адекватных натурным. Отсутствие аналитической связи между физическими процессами, происходящими в материале покрытия при воздействии на него экстремальных внешних факторов, и электрическими характеристиками материала приводит к необходимости измерения последних и использованию их в расчетах (см. гл. 2, 3). Выбор метода измерений  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  зависит от следующих причин: типа воздействия (нагрев, радиация, охлаждение, влага и т. д.), частотного диапазона, структуры и геометрии материала, требуемой точности и т. д.

## § 4.2. Методы измерения параметров диэлектриков на СВЧ

Методы, используемые для исследования диэлектриков, разделяются на несколько групп в зависимости от вида СВЧ-устройства, в которое помещен измеряемый образец диэлектрика. К ним относятся следующие методы: коаксиальной линии, волноводные, резонаторные, свободного пространства [7, 10, 14, 44, 46, 49, 62, 80].

Каждая группа методов применяется в определенном диапазоне частот. Это связано с технологичностью измерительных установок и возможностями изготовления образцов диэлектриков с необходимой точностью при заданных размерах. Методы коаксиальной линии применяются для измерения параметров диэлектриков в диапазоне частот от 1 до 10 ГГц. На более высоких частотах точность измерений с их помощью становится малой, а технологические трудности возрастают.

Волноводные и резонаторные методы применяются в диапазоне частот от 5 до 20 ГГц, хотя область их использования может быть расширена до частот порядка 50 ГГц. Эти методы отличаются высокой точностью измерений. Применение их несколько затруднено из-за жестких требований, предъявляемых к точности выполнения образцов диэлектриков.

Методы свободного пространства применяются для измерений на частотах выше 10 ГГц. Преимуществами методов свободного пространства

являются возможность быстрого измерения свойств неоднородных по структуре диэлектриков, применение образцов, удобных с точки зрения технологии изготовления, и возможность воспроизведения на образце любого, наперед заданного одностороннего внешнего воздействия. Методы свободного пространства наиболее перспективны для измерения свойств диэлектриков при очень высоких температурах ( $> 1500^\circ \text{C}$ ).

**Волноводные и резонаторные методы измерения параметров диэлектриков.** При измерении параметров диэлектриков волноводными и резонаторными методами их образцы помещают внутри волноводов или резонаторов соответственно и измеряют изменение режима в волноводе или параметров резонатора.

Для измерений параметров диэлектриков – относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  и тангенса угла диэлектрических потерь  $\tg \delta$  – волноводными методами используются круглые волноводы, работающие на волне  $H_{11}$ , и прямоугольные, работающие на волне  $H_{10}$ . Преимуществами круглого волновода являются симметрия образца, его более легкая установка и перемещение. Прямоугольные волноводы обеспечивают получение точно известной структуры поля в образце, и поэтому пригодны для измерения однородности образцов, так как свойства их материала могут быть измерены во взаимно перпендикулярных направлениях. Диэлектрики, применяемые для измерений, могут заполнять все сечения волновода или часть его. Расположение образца в волноводе определяется методом измерения: короткозамкнутого волновода, холостого хода, бесконечного слоя и т. д.

Для измерения диэлектриков резонаторными методами используются различные объемные резонаторы: цилиндрические с волной  $H_{01m}$ , прямоугольные, предельные цилиндрические и радиальные, открытые. Выбор типа резонатора и его конструкция определяются типом измеряемого материала и рядом других условий. Форма образца диэлектрика в свою очередь определяется выбранным типом резонатора. При измерении параметров диэлектриков волноводными и резонаторными методами в условиях высоких температур ( $выше 1000^\circ \text{C}$ ) возрастают трудности поддержания требуемой температуры во время измерения как в самом образце, так и в волноводе или резонаторе. Кроме того, возникает проблема измерения размеров образцов, имеющих заданную температуру. Изменение теплового расширения образца и различие между расширениями образца и СВЧ-устройства, в которое он помещен, вызывают значительные ошибки в вычислениях параметров диэлектриков. Поверхностные потери в материале стенок волноводов и резонаторов также ухудшают точность определения параметров диэлектриков.

Наибольшей трудностью в изготовлении измерительных СВЧ-установок для исследования свойств диэлектриков при температурах выше  $1000^\circ \text{C}$  является выбор материалов для резонаторов и волноводов, которые непосредственно подвергаются воздействию высоких температур.

**Методы измерения параметров диэлектриков в свободном пространстве.** При измерении параметров диэлектриков методами свободного пространства образец диэлектрика, обычно в виде плоского листа, помещается в воздухе и закрепляется в определенном положении держателем. Специальная антенная система формирует зондирующую плоскую электромагнитную волну в направлении по нормали к поверхности образца или под некоторым углом к ней и совместно с другим измерительным оборудованием позволяет определить изменение характеристик зондирующей волны, вызванное образцом диэлектрика.

Все методы свободного пространства можно разделить на три основные группы: интерферометрические, основанные на измерении комплексного значения коэффициента отражения или коэффициента прохождения зондирующей электромагнитной волны, падающей на образец диэлектрика; основанные на рассеянии плоской электромагнитной волны образцом диэлектрика.

Установки для измерения параметров диэлектриков, реализующие интерферометрические методы исследования диэлектриков в свободном пространстве, являются фактически СВЧ-аналогами различных оптических интерферометров: двухлучевого, Майкельсона, Фабри–Перо, Маха–Цендера и др.

Принцип работы интерферометров заключается в том, что в некоторой части пространства создаются две электромагнитных волны или больше, примерно одинаковых по амплитуде и распространяющихся по коллинеарным направлениям. В результате наложения волн друг на друга с определенными фазовыми соотношениями создается интерференционная картина, состоящая из чередующихся максимумов и минимумов напряженности поля. Фазовые соотношения между интерферирующими волнами, а следовательно, и интерференционную картину можно изменять, перемещая зеркало или отражатель. При этом, естественно, будет изменяться амплитуда поля в приемной антенне интерферометра.

Методика измерений параметров диэлектриков при помощи интерферометров заключается в наблюдении интерференционной картины без образца и с образцом диэлектрика. При помещении образца на пути зондирующей электромагнитной волны изменяется длина ее хода, что эквивалентно некоторому удалению отражающего зеркала от передающей антенны, поэтому при приближении зеркала к передающей антенне можно восстановить прежнее положение интерференционной картины. По перемещению зеркала для восстановления прежнего положения интерференционной картины (обычно положение минимума поля в апертуре приемной антенны) определяется диэлектрическая проницаемость материала образца. Тангенс угла диэлектрических потерь материала образца находится по измерениям ширины минимума интерференционной картины, например, по уровню удвоенной мощности.

Точность измерения  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  зависит от „остроты” максимумов интерференционной картины и для простых типов интерферометров невелика. Например, при помощи двухрупорного интерферометра удается определить только порядок  $\operatorname{tg} \delta$ , а сколь-нибудь точное его измерение возможно при  $\operatorname{tg} \delta > 0,1$ . Более точное измерение диэлектрических параметров образцов возможно при использовании сложных интерферометров типа Майкельсона или Фабри–Перо, которые обеспечивают большую четкость интерференционной картины. „Острота” максимумов интерференционной картины зависит от числа волн, участвующих в ее образовании. В простых типах интерферометров в образовании интерференционной картины участвуют две волны: волна, излучаемая передающей антенной, и волна, отраженная от зеркала. В интерферометре Майкельсона число волн, формирующих интерференционную картину, также равно двум, но большая ее четкость и возможность более точного измерения обеспечиваются применением двух отражающих зеркал. В интерферометре типа Фабри–Перо интерференционная картина получается за счет бесконечно большого числа накладывающихся друг на друга волн, образующихся многократным переотражением зондирующей волны между зеркалами, обладающими малыми коэффициентами прохождения. Это обеспечивает значительно большую точность измерений при их использовании по сравнению с другими типами интерферометров.

Методы исследования свойств диэлектриков, основанные на раздельном измерении фаз и модулей коэффициента отражения или коэффициента прохождения диэлектрика, методически просты, не требуют применения сложной аппаратуры, и поэтому широко используются.

В методах, основанных на измерении модуля и фазы коэффициента прохождения через диэлектрик, первоначально определяется модуль и фаза коэффициента передачи между антеннами при его отсутствии, а затем при помещении образца между антennами при условии, что вся мощность зондирующей плоской электромагнитной волны будет проходить через него. Тангенс угла диэлектрических потерь материала образца определяется затем из данных о затухании волны, создаваемой им, а диэлектрическая проницаемость – из данных о дополнительном фазовом набеге плоской волны, вызванном образцом. В методах, основанных на измерении модуля и фазы коэффициента отражения от плоского диэлектрического образца, исследование производится один раз, только при наличии образца.

Простота реализации этих методов и возможность практически мгновенного получения результатов позволяет автоматизировать процесс измерений  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  и производить их в динамическом режиме [7]. Некоторое усложнение установок при измерениях в условиях воздействия высоких температур, в частности необходимость использования фокусирующих антенн, обычно возникает из-за трудностей получения однородного прогрева больших образцов.

Методы, основанные на рассеянии плоской электромагнитной волны образцом диэлектрика, позволяют применять менее сложные по сравнению с другими методами свободного пространства устройства имитации внешнего воздействия (например, нагревательные) благодаря применению образцов малых размеров удобной с точки зрения изготовления формы. Сущность этих методов заключается в следующем: образец диэлектрика, имеющий обычно сферическую или другую простую форму, помещается в поле плоской волны, излучаемой передающей антенной, и затем осуществляется наблюдение изменения структуры поля волны, вызванного внесением образца; при этом образец может находиться в одной точке пространства или перемещаться в нем по определенному закону. Искажение структуры поля зондирующей плоской электромагнитной волны при внесении образца вызывается как дифракцией волны на краях образца, так и прямым прохождением через него. Это усложняет получение картины результирующего поля и теоретический анализ. Названные методы в настоящее время еще недостаточно разработаны; так, например, теоретически исследован только случай использования сферической формы образца, причем полученные результаты применимы лишь для ограниченного диапазона значений  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$ . При использовании этих методов измерения для калибровки установок берутся образцы с известными диэлектрическими свойствами. Методы в большинстве своем являются пока эмпирическими, и применение их для исследования диэлектриков затруднено.

**Точность измерения параметров диэлектриков различными методами.** Ошибки в определении свойств диэлектриков любым методом в общем случае складываются из трех составляющих:

- 1) ошибка за счет неточности расчетных формул, обусловленная несответствием физических процессов, происходящих в реальной системе, процессами в принятой модели;
- 2) ошибка, обусловленная отклонением формы образца от требуемой, неточностью в измерении его размеров и т. п.;
- 3) ошибка, вызванная неточностью настройки измерительной схемы, недостаточной конечной чувствительностью и точностью индикаторных устройств и т. п.

Для каждой группы методов преобладающий характер имеет одна из этих ошибок, в результате предельные точности измерения, достигнутые разными методами, отличаются друг от друга.

Для волноводных методов точность измерения в значительной степени определяется ошибкой, вызванной неточностью схемной настройки, но существенный вклад в общую ошибку вносится и за счет погрешностей формы и размеров образца. Обычно ошибки при измерении волноводным методом в нормальных условиях равны  $\pm 2\%$  для  $\epsilon$  и  $\pm (15-30)\%$  для  $\operatorname{tg} \delta$  (при  $\operatorname{tg} \delta = 10^{-3}$ ).

Наивысшую точность при измерении в нормальных условиях обеспечивают резонаторные методы. Здесь ошибки составляют примерно  $\pm 0,5\%$  для  $\epsilon$  и  $\pm (10-15)\%$  для  $\operatorname{tg} \delta$  (при  $\operatorname{tg} \delta = 10^{-3}$ ).

Методы свободного пространства, как правило, обеспечивают такую же точность измерения  $\epsilon$ , как и волноводные, но точность измерения  $\operatorname{tg} \delta$  обычно значительно хуже, что объясняется целым рядом причин, связанных с общим характером взаимодействия эмиттирующей волны с образцом диэлектрика. Высокая точность измерений  $\operatorname{tg} \delta$ , например, резонаторными методами, достигается за счет многократного прохождения электромагнитной волны через исследуемый образец, в результате чего происходит более сильное взаимодействие и характеристики волны значительно исказяются по сравнению с невозмущенным случаем, что дает возможность более точно их измерить. Аналогичная картина наблюдается и в интерферометре типа Фабри–Перо. В других типах интерферометров и установках по определению  $R$  и  $T$  происходит однократное или двукратное прохождение эмиттирующей волны через образец, что приводит в результате к низкой точности и чувствительности этих установок при измерении  $\operatorname{tg} \delta$  образцов.

Рассмотрим основные источники ошибок в схеме измерения параметров диэлектрика по характеристикам коэффициента прохождения, сфокусированного на поверхности образца электромагнитного пучка при нормальном падении волны на диэлектрик. За исходную модель при вычислении  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  диэлектриков обычно берется случай нормального падения плоской электромагнитной волны на слой диэлектрика бесконечных поперечных размеров. В реальных установках электромагнитная волна в образце отличается по распределению амплитуды и фазы от плоской, а поперечные размеры образца конечны: это должно в принципе изменить расчетные соотношения. Правда, оказывается, что даже довольно значительное отклонение фазового фронта волны от плоского приводит к изменению фазы коэффициента прохождения всего на  $1\text{--}2^\circ$ , а неравномерное распределение амплитуды в пределах фокального пятна также не вносит существенной ошибки в измерения, если это распределение остается постоянным как при наличии, так и при отсутствии образца. Если диаметр фокального пятна передающей антенны близок к поперечным размерам образца, то энергия, попадающая в приемную антенну помимо него оказывается значительной, что приводит к ошибкам измерения модуля и фазы коэффициента прохождения. Например, если помимо образца в приемную антенну поступает только 0,001 мощности, идущей через образец, то соответствующая ошибка измерения фазы составит примерно  $\pm 2^\circ$ , а ошибка измерения квадрата модуля коэффициента прохождения — примерно  $\pm 6\%$ , следовательно, доля поступающей помимо образца энергии не должна превышать 40 дБ.

Стремление уменьшить фокальное пятно заставляет прибегать к использованию острофокусирующих передающих антенн. Однако при этом значительная доля электромагнитной волны падает на диэлектрик не под прямым углом и коэффициент прохождения отличается от вычисленного для случая нормального падения волны. При измерениях в миллиметровом

диапазоне волн указанные ошибки обычно меньше, чем в сантиметровом диапазоне, так как относительные размеры образцов велики, и возможно использование более длиннофокусных антенн.

Особенностью метода является и то, что измерения производятся в условиях, когда ни источник (передающая антенна при работе на прием – для отраженной от образца волны), ни нагрузка (приемная антенна), ни сам объект измерения не согласованы (исключение составляет измерение на полуволновых образцах), что приводит к появлению значительных многократных отражений энергии в пространстве и сложению многократно отраженных волн и основной волны источника со случайными, вообще говоря, фазовыми соотношениями. Это вызывает значительные ошибки в измерении коэффициента прохождения, достигающие  $\pm (2-3)^\circ$  по фазе и  $\pm (5-10)\%$  по квадрату модуля коэффициента прохождения.

Суммарная ошибка измерения  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  зависит от диэлектрической проницаемости и толщины листа диэлектрика и в среднем равна  $\pm (3-5)\%$  по  $\epsilon$  и  $\pm 0,05$  по  $\operatorname{tg} \delta$ .

Таким образом, можно считать, что для методов свободного пространства наиболее характерны ошибки за счет неточности расчетных формул, и именно они определяют точность измерения в нормальных условиях. Как и в других методах, при внешнем воздействии на образец возникают дополнительные ошибки измерения, связанные с его неадекватностью принятой модели. Так, например, при высокотемпературном нагреве эти ошибки обусловлены неточным определением поверхностной и внутренней температуры образца, неопределенностью в расчете его теплового расширения и т. п. Однако здесь отсутствуют ошибки, связанные с тепловым воздействием на всю измерительную установку.

Произведенный обзор методов измерения параметров диэлектриков на СВЧ показывает, что выбор того или иного метода зависит от структуры материала (однородные, слоистые, неоднородные), геометрии образцов, требуемой точности измерения, типа имитаций внешних воздействий (высокотемпературный односторонний нагрев, радиационное облучение, периодическое погружение материала в ванну с солевым раствором и т. д.).

#### § 4.3. Исследование радиотехнических характеристик диэлектрических покрытий при имитации воздействий окружающей среды

При исследовании диэлектрических покрытий в процессе одностороннего воздействия на них внешних факторов целесообразно использовать метод свободного пространства, так как в противоположном случае другая измерительная аппаратура, контактирующая с покрытием, становится либо помехой для действия этих факторов, либо сама разрушается под их воздействием [14, 62]. Известно, что между комплексными величинами

коэффициентов прохождения  $T$  и отражения  $R$  и параметрами материала существует определенная аналитическая связь, т. е. они являются функциями электрических параметров материала  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$ , электрической толщины покрытия  $(d/\lambda)\sqrt{\epsilon}$ . Этот метод особенно удобен при исследовании плоскослоистых покрытий, которые характеризуются эквивалентными значениями диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь. В соответствии с методом преобразования Фурье (см. гл. 2, 3) решение волнового уравнения в плоскослоистой среде с последующим согласованием полей на границах раздела фактически представляет собой формальную процедуру, аналогичную нахождению  $T$  и  $R$  для той функции, по которой раскладывается исходное поле в апертуре антенны. Можно записать такую методику расчета характеристик излучения антенн с диэлектрическими покрытиями, которая включала бы в себя непосредственно использование коэффициентов прохождения и отражения плоской волны для плоскослоистого неоднородного покрытия. Поэтому основной задачей экспериментально-расчетного метода является измерение радиотехнических параметров  $T$  и  $R$  в условиях имитации воздействия окружающей среды. В принципе необходимо и достаточно измерить какой-либо из комплексных коэффициентов, т. е. его модуль и фазу. Этот метод при сравнительно простой технической реализации и несложной обработке результатов измерения позволяет исследовать покрытия в условиях, адекватных натурным, с приемлемой точностью. Измерения должны проводиться в двух режимах: динамическом – за некоторый промежуток времени внешнего воздействия, и статическом – в определенный момент времени. При этом необходимо, чтобы имелась возможностьдельного точного измерения модуля  $|T|$  и фазы  $\varphi$  коэффициента прохождения (или отражения), причем изменения  $|T|$  не должны сказываться на измерениях  $\varphi$ . Одним из возможных методов измерения фазовых сдвигов в данном случае является так называемый метод модулированной поднесущей, который обеспечивает достаточно высокую точность измерений в широком диапазоне изменения амплитуды измерительного сигнала. Согласно этому методу СВЧ измерительная схема должна формировать измерительный и опорный сигналы, обеспечивать прохождение измерительного сигнала через диэлектрик, складывать измерительный и опорный сигналы и выделять огибающую результирующего колебания. Так как схема должна работать в динамическом режиме, то на нее накладывается дополнительное требование обеспечения независимости амплитудных и фазовых измерений. Для этого измерительный сигнал нужно разделить на два канала с фиксированным сдвигом фазы между ними, и отсчет измеряемого сдвига фазы производить по отношению низкочастотных (НЧ) сигналов, полученных на выходе каждого канала. Амплитуда этого отношения будет равна тангенсу измеряемого сдвига фазы и не зависит от затухания в измерительном канале. На рис. 4.1, *a* приведена структурная схема СВЧ-тракта [14, 62].

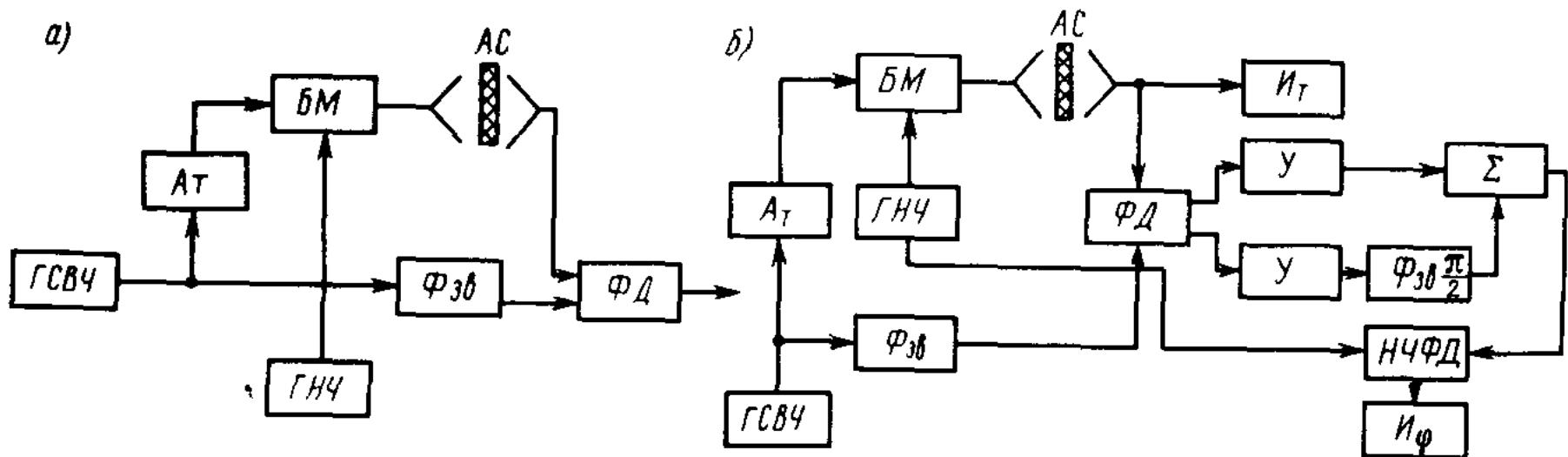


Рис. 4.1. Структурная схема СВЧ-фазометра измерительной установки: *а* – СВЧ-тракт; *б* – схема с измерением фазы НЧ-колебания.

*БМ* – балансный модулятор; *АС* – антенная система; *ФД* – фазовый дискриминатор; *Ф3δ* – фазовращатель; *Ат* – аттенюатор; *ГСВЧ* – генератор СВЧ; *ГНЧ* – генератор НЧ; *У* – усилитель; *НЧФД* – низкочастотный фазовый детектор; *Σ* – сумматор; *и<sub>т</sub>* – индикатор модуля коэффициента прохождения; *и<sub>φ</sub>* – индикатор фазы коэффициента прохождения.

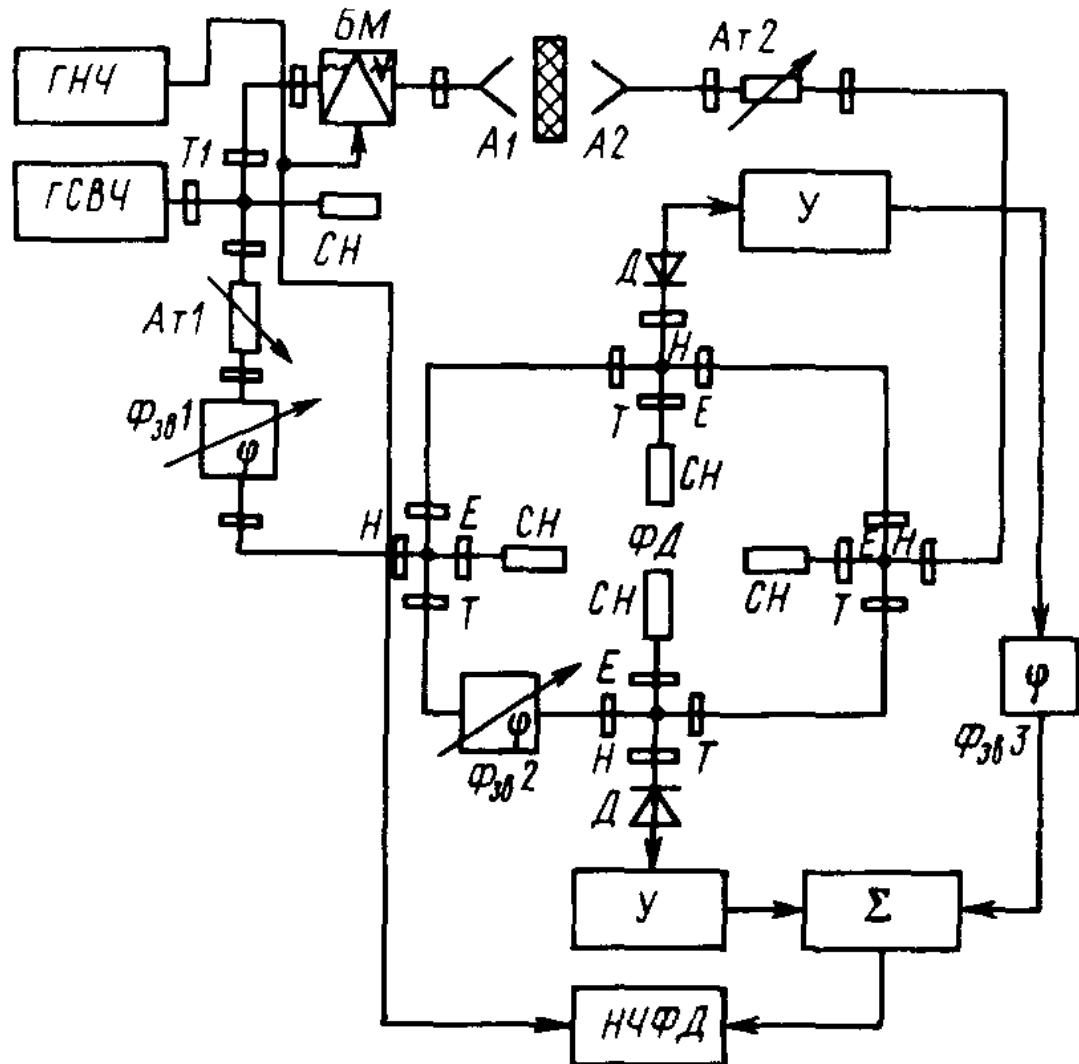


Рис. 4.2. Функциональная схема СВЧ-фазометра измерительной установки.

Сигнал на выходе балансного модулятора имеет вид

$$U_{б.м} = U_0 \cos \omega t \cos \Omega t.$$

После прохождения через диэлектрик

$$U_{изм} = |T| U_0 \cos (\omega t + \varphi) \cos \Omega t,$$

где  $|T| U_0 = U_1$ .

Тогда на детекторах фазового дискриминатора имеем

$$\left. \begin{aligned} U_{д1} &= U_1 \cos (\omega t + \varphi) \cos \Omega t + U_2 \cos \omega t; \\ U_{д2} &= U_1 \sin (\omega t + \varphi) \cos \Omega t + U_2 \cos \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

Преобразуем (4.1) к виду

$$U_{д1} = U_3 \cos (\omega t + \theta_1);$$

$$U_{д2} = U_4 \cos (\omega t - \theta_2),$$

где

$$U_3 = U_2 \left[ \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^2 + 1 + \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^2 \frac{\cos 2\Omega t}{2} + 2 \frac{U_1}{U_2} \cos \varphi \cos \Omega t \right]^{1/2}; \quad (4.2)$$

$$U_4 = U_2 \left[ \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^2 + 1 + \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^2 \frac{\cos 2\Omega t}{2} + \right. \\ \left. + 2 \frac{U_1}{U_2} \sin \varphi \cos \Omega t \right]^{1/2}; \quad (4.3)$$

$$\theta_1 = \arctg \frac{-U_1 \sin \varphi \cos \Omega t}{U_1 \cos \varphi \cos \Omega t + U_2};$$

$$\theta_2 = \arctg \frac{U_1 \cos \varphi \cos \Omega t}{U_1 \sin \varphi \cos \Omega t + U_2}.$$

Если детекторы фазового дискриминатора не чувствительны к фазовой модуляции СВЧ-сигнала, то на выходе детекторов в режиме линейного детектирования будем иметь сигналы, пропорциональные  $U_3$  и  $U_4$ . Если  $U_2 \gg U_1$ , то

$$U_3 \approx U_2 \left( 1 + \frac{U_1}{U_2} \cos \varphi \cos \Omega t \right);$$

$$U_4 \approx U_2 \left( 1 + \frac{U_1}{U_2} \sin \varphi \cos \Omega t \right).$$

После фильтрации постоянной составляющей имеем

$$U_3 \approx U_1 \cos \varphi \cos \Omega t; \quad (4.4)$$

$$U_4 \approx U_1 \sin \varphi \cos \Omega t. \quad (4.5)$$

Из соотношений (4.4) и (4.5) видно, что выходные сигналы фазового дискриминатора не зависят от амплитуды опорного сигнала. Чистота спектра выходного сигнала определяется отношением  $U_1 / U_2$ . Для повышения чувствительности схемы к малым уходам фазы необходимо, чтобы  $20 \lg \frac{U_1}{U_2} < -30$  дБ.

В режиме квадратичного детектирования сигналы на выходе детекторов пропорциональны подкоренному выражению формул (4.2) и (4.3). В этом случае соотношение величин  $U_1$  и  $U_2$  не имеет значения, однако необходима тщательная фильтрация основной частоты  $\Omega$ , для того чтобы выделить сигнал, пропорциональный фазовому сдвигу. Выходной сигнал основной частоты  $\Omega$  зависит также от амплитуды опорного сигнала  $U_2$ . Поэтому в схеме необходимо применить линейный режим детектирования. Если не определять знак выражений (4.4) и (4.5), то практически

в статическом режиме диапазон измерений составляет  $0 \div \pi$ , а в динамическом  $0 \div (\pi/2)$ . Возможность расширения предела измерений вытекает из (4.4) и (4.5): сдвинем по фазе один из сигналов на  $\pi/2$  и сложим их. В результате получим

$$U_3 + U_4 = U_1 \cos(\Omega t + \varphi). \quad (4.6)$$

Теперь для того, чтобы выделить информацию о величине  $\varphi$ , необходимо измерить фазу низкочастотного колебания (4.6). На рис. 4.1, б приведена структурная схема, соответствующая данному методу измерения  $\varphi$ . Низкочастотные фазометры позволяют однозначно определять сдвиг фаз в пределах от 0 до  $2\pi$ , таким образом, в данном методе обработки сигналов  $U_3$  и  $U_4$  уже заложено расширение пределов измерений. К достоинствам фазометров следует отнести прямопоказывающий отсчет  $\varphi$  и возможность цифрового отсчета  $\varphi$  в пределах от 0 до  $2\pi$ . Однако за счет промежуточной обработки сигналов  $U_3$  и  $U_4$  при этом несколько увеличивается суммарная ошибка измерений.

Функциональная схема фазометра показана на рис. 4.2. Двойной волноводный тройник  $T1$  осуществляет разделение мощности СВЧ-колебаний от генератора  $GСВЧ$  в опорный и измерительный каналы. Сигнал измерительного канала подается на ферритовый балансный модулятор  $БМ$ . Модуляция осуществляется с помощью низкочастотного (1000 Гц) генератора  $ГНЧ$ . Сигнал балансного модулятора поступает в передающую антенну  $A1$ . В опорном канале мощность из бокового плеча двойного волноводного моста  $T1$  через аттенюатор  $At1$  и фазовращатель  $\Phi_{зв}1$  подается на опорный вход фазового дискриминатора  $\PhiД$ . Фазовращатель  $\Phi_{зв}1$  является образцовым градуированным фазовращателем, по которому производится отсчет измеряемого сдвига фазы в статическом режиме и проверяется точность СВЧ-фазометра. В фазовом дискриминаторе  $\PhiД$  опорный сигнал делится поровну между двумя плечами, в одном из которых с помощью подстроенного фазовращателя  $\Phi_{зв}2$  осуществляется фиксированный сдвиг фазы на  $90^\circ$ .

Со стороны измерительного входа в фазовый дискриминатор подается измерительный сигнал, прошедший через исследуемое диэлектрическое покрытие. Этот сигнал также делится пополам между плечами фазового дискриминатора. Конструктивно фазовый дискриминатор представляет собой четыре двойных волноводных тройника  $T$ , соединенных между собой боковыми плечами. Плечи  $E$  всех тройников нагружены на согласованные нагрузки  $CH$ , плечи  $H$  выходных тройников нагружены на согласованные детекторные секции  $D$ , в которых происходит сложение опорных и измерительных сигналов и выделение суммарных сигналов. Для обеспечения статического режима [см. формулу (4.6)] сигналы подаются на фазовращатель  $\Phi_{зв}3$ , сумматор  $\Sigma$  и НЧ-фазометр (НЧФ), который может быть как цифрового, так и релаксационного типа. При динамических измерениях [см. (4.4) и (4.5)] для автоматической записи результатов используется шлейфный осциллограф.

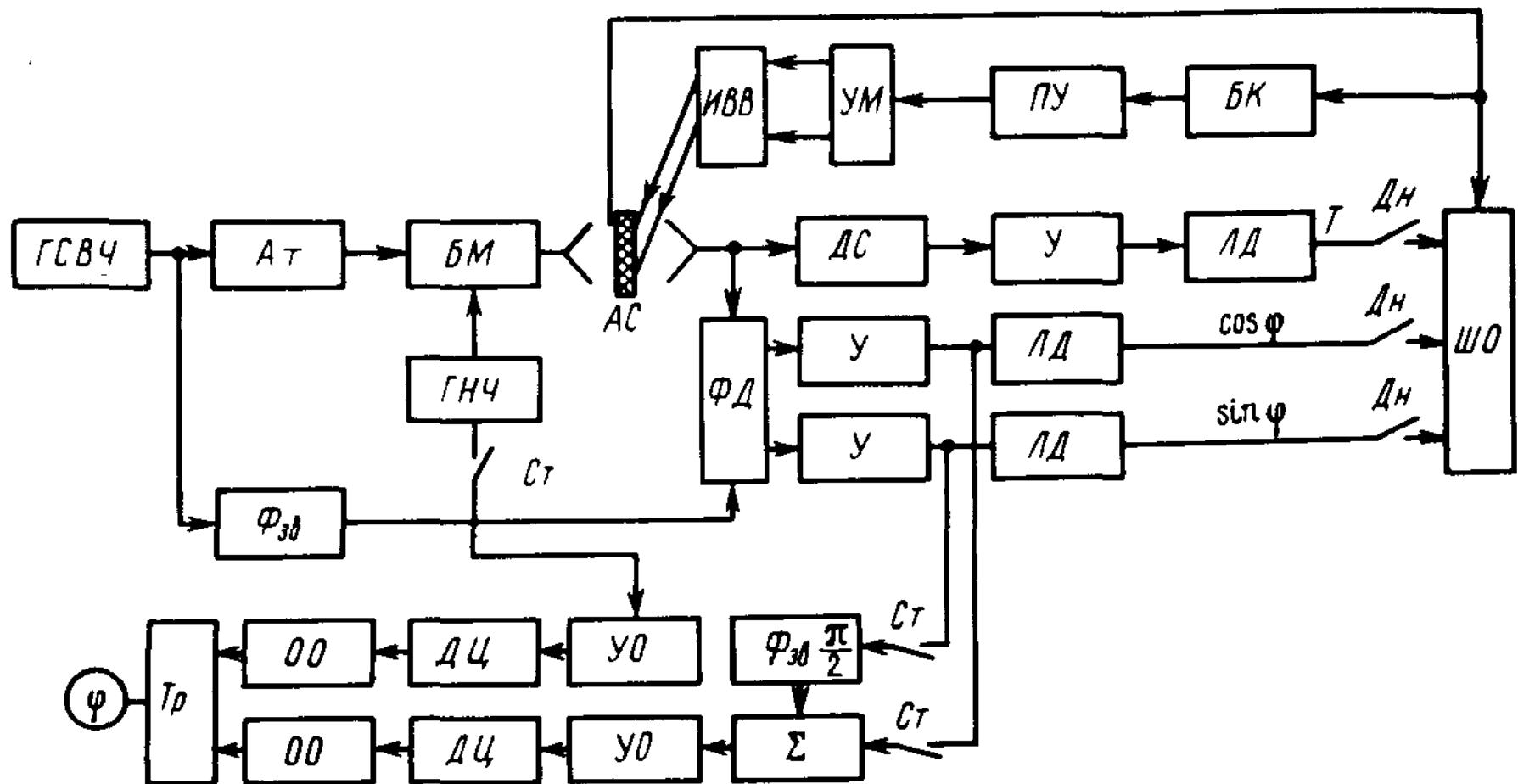


Рис. 4.3. Структурная схема комплекса.

*ГСВЧ* – генератор СВЧ; *Ат* – аттенюатор; *БМ* – балансный модулятор; *AC* – антennaя система; *ИВВ* – имитатор внешнего воздействия; *УМ* – управляющий механизм; *ПУ* – программное устройство; *БК* – блок контроля; *ДС* – детекторная секция; *У* – усилитель; *ЛД* – линейный детектор; *ГНЧ* – генератор НЧ; *ФД* – фазовый дискриминатор; *ШО* – шлейфный осциллограф; *Фзв* – фазовращатель; *Тр* – триггер; *ОО* – односторонний ограничитель; *ДЦ* – дифференцирующая цепь; *УО* – усилитель-ограничитель;  $\Sigma$  – сумматор; *Ст* – статический режим измерений; *Дн* – динамический режим измерений.

Структурная схема комплекса для исследования диэлектрических покрытий антенн в условиях имитации внешних воздействий представлена на рис. 4.3, а функциональная схема измерительной установки – на рис. 4.4.

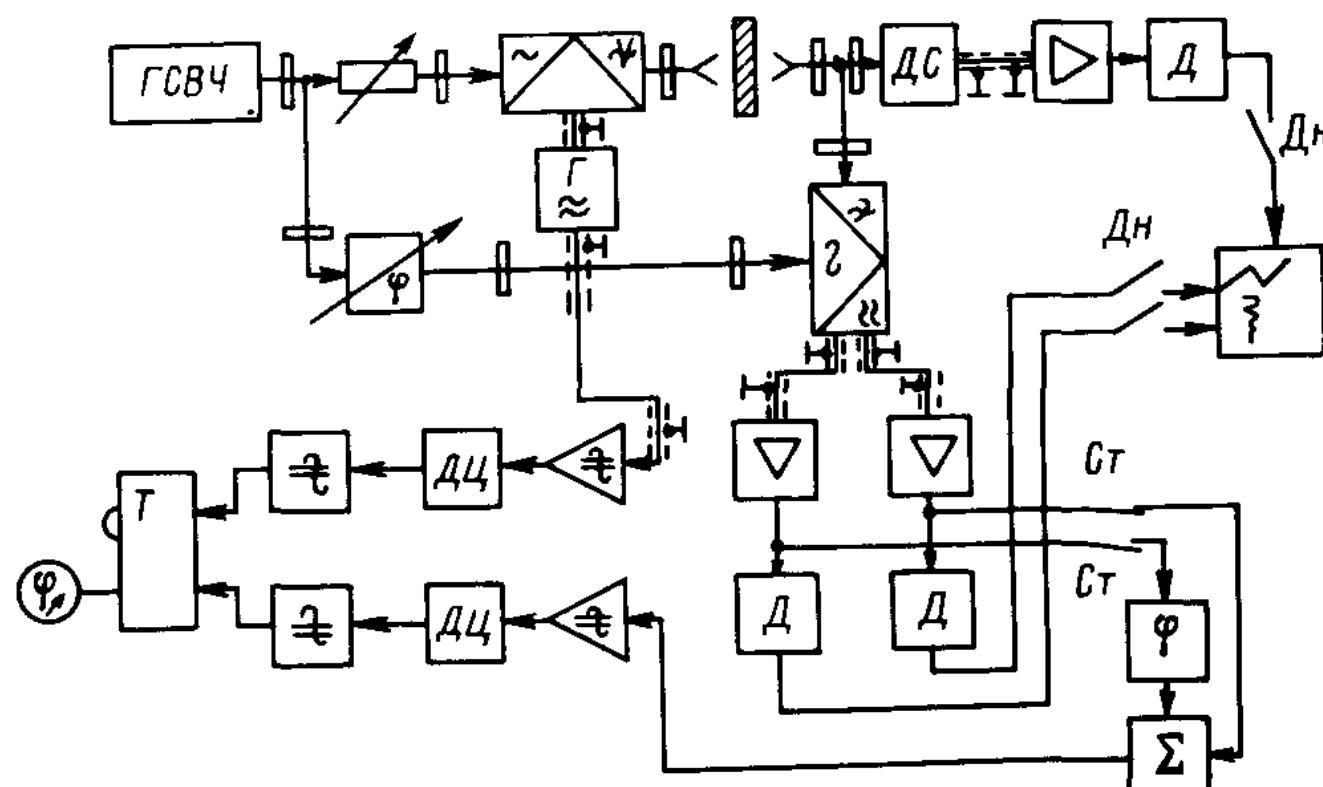


Рис. 4.4. Функциональная схема измерительной установки.

Здесь модуль коэффициента прохождения измеряется с помощью двойного тройника и согласованной детекторной секции. Управление имитатором внешних воздействий производится автоматически по программе. Сигнал ошибки получают путем сравнения заданного параметра внешнего воздействия с его измеренным значением [44].

При исследовании электрически толстых образцов диэлектрических покрытий необходимо производить измерения на двух частотах для устранения неоднозначности в измерении фазы [14, 45]. В этом случае схема состоит из двух идентичных рис. 4.4 каналов измерения фазы и модуля коэффициента прохождения. Каждый из каналов настроен на свою частоту и отличается от соседней на 5%. Принцип работы каналов схемы аналогичен вышерассмотренному (см. рис. 4.2). Разделение сигналов разных частот осуществляется с помощью резонаторов, настроенных на частоты  $f_1$  и  $f_2$  и отражающих сигналы соответственно с частотами  $f_2$  и  $f_1$ . Отраженная волна через циркулятор поступает на вход фазового дискриминатора  $\Phi\Delta$ , где сравнивается с фазой опорного сигнала той же частоты. С выходов детекторных секций  $\Delta C$  фазового дискриминатора напряжение низкой частоты, несущее информацию о измеряемой фазе коэффициента прохождения, поступает на избирательные усилители и далее на систему записи результатов измерений.

Одной из наиболее сложных задач при построении измерительных установок такого типа является правильный выбор антенн в измерительном канале, так как метод свободного пространства основан на предположении, что взаимодействующая с диэлектриком электромагнитная волна является плоской. Кроме того, размеры участков имитации воздействий на поверхности покрытия ограничивают размеры формируемой квазиплоской волны в волновом пучке, иногда до  $2-3\lambda$ , т. е. диаметр луча на входе и выходе из диэлектрика должен быть достаточно мал по сравнению с его размерами. Все это обуславливает применение фокусирующих систем, в которых основной поток мощности сконцентрирован в канале наименьшего диаметра.

Получение фокусирующих апертур возможно методами, которые предполагают создание в раскрыве антенны сферически сходящегося фазового фронта волны. Такими методами являются: пространственное разнесение излучателей, изменение профиля зеркала, дефокусировка в зеркальных антенах, формирование заданного фазового фронта с помощью фазовращателей (применимо для решеток излучателей), использование фокусирующих линз. Следовательно, фокусирующие антенны требуют несинфазного распределения поля в раскрыве. Еще одной особенностью антенн является то, что объект исследования находится в их ближней зоне [64].

Важной характеристикой измерительной установки является точность измерения. Как отмечалось в § 4.2, отличительной особенностью применяемого метода свободного пространства является наличие промежутка

передающая антenna – свободное пространство – приемная антenna, в котором и располагается исследуемое покрытие. Представляя этот промежуток в виде четырехполюсника, можно разбить измерительную схему на две части: четырехполюсник и устройство для измерения входных или выходных его параметров. Суммарные ошибки измерительной схемы складываются из ошибок измерительного устройства и так называемых „внешних” ошибок, которые зависят от схемы выделенного четырехполюсника. Измерительные устройства имеют точность измерений фазового сдвига и амплитуды сигнала до  $0,5^\circ$  и 3% соответственно [14]. Точность измерений параметров диэлектриков с помощью схем измерений в свободном пространстве значительно ниже, следовательно, в них преобладающее влияние на точность измерений оказывают „внешние” ошибки. Они обусловлены следующими факторами: многократными отражениями (интерференцией) между исследуемым диэлектриком и антенными устройствами; дифракцией за счет конечных размеров диэлектрика; отражениями от предметов и элементов конструкции, попадающих в поле излучения антены; дифракцией на неоднородных участках диэлектрика, сравнимых с  $\lambda$ ; отличием фазового фронта от плоского.

Для количественной оценки влияния переотражений энергии между измерительными антеннами и диэлектриком на точность измерения его характеристик используют матричный метод анализа [14, 42]. Он позволяет получить зависимости, связывающие ошибки измерения модуля и фазы коэффициента прохождения с коэффициентом отражения измерительных антенн.

Анализ суммарных погрешностей измерительной установки показывает, что максимальная ошибка измерения модуля коэффициента прохождения составляет  $\pm 12,5\%$ , а фазы  $\pm 4\%$ . Расчет  $\epsilon$  производится по измеренным значениям  $|T|^2$  (за счет квадратичного детектирования),  $\varphi$  и nomogrammам, рассчитанным по формулам, справедливым для нормального прохождения плоской волны через плоские слои без потерь

$$\Delta\varphi = \arctg \left[ \frac{\epsilon + 1}{2\sqrt{\epsilon}} \operatorname{tg} \left( 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{\epsilon} \right) \right] - 2\pi \frac{d}{\lambda};$$

$$|T|^2 = \left[ 1 + \frac{(\epsilon - 1)^2}{4\epsilon} \sin^2 \left( 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{\epsilon} \right) \right]^{-1}$$

В табл. 4.1 приведены значения некоторых материалов покрытий до  $\epsilon_1$  и после  $\epsilon_2$  20-дневной выдержки в ванне с солевым раствором по измеренным значениям  $|T|^2$  и  $\Delta\varphi$ . Наблюдается падение значения квадрата модуля коэффициента прохождения (рост потерь) и увеличение его фазы (рост диэлектрической проницаемости). Были произведены также исследования радиотехнических параметров материалов при воспроизведении на них конкретных температурных распределений в миллиметровом диапазоне длин волн. Для проведения исследований использовалась

Таблица 4.1. Изменения диэлектрической проницаемости материалов покрытий

№ образца	Материал	$\frac{d}{\lambda}$	$\epsilon_1$	$ T ^2$	$\Delta\varphi$ , град	$\epsilon_2$
1	Клееный стеклопластик	0,65	2,40	0,81	117	2,51
2	То же, без пропитки	1,97	6,80	0,47	53	6,94
3	То же, с пропиткой	2,05	4,50	0,63	70	4,55
4	Ситалл	2,36	7,65	0,98	49	7,65
5	Кварцевое стекло	1,12	4,36	0,94	166	4,37
6	Стеклопластик без пропитки	1,77	5,20	0,73	110	5,28

вышеописанная установка, реализующая метод свободного пространства [44, 46]. Она позволила измерить модуль и фазу коэффициента прохождения электромагнитной волны через образец диэлектрического покрытия толщиной  $d$  при определенной поверхностной температуре и заданном темпе нагрева. В качестве имитатора внешних воздействий, производящего нагрев материалов, использовалась система дуговых плазмотронов. Измерение поверхностной температуры на покрытии со стороны нагревателя осуществлялось с помощью заглубленных в материал термопар. Измеренные зависимости изменения квадрата модуля коэффициента прохождения плоской электромагнитной волны  $|T|^2$  и фазы  $\Delta\varphi$  от поверхностной температуры  $t$ , с темпом нагрева 40 град/с для различных материалов приведены на рис. 4.5.

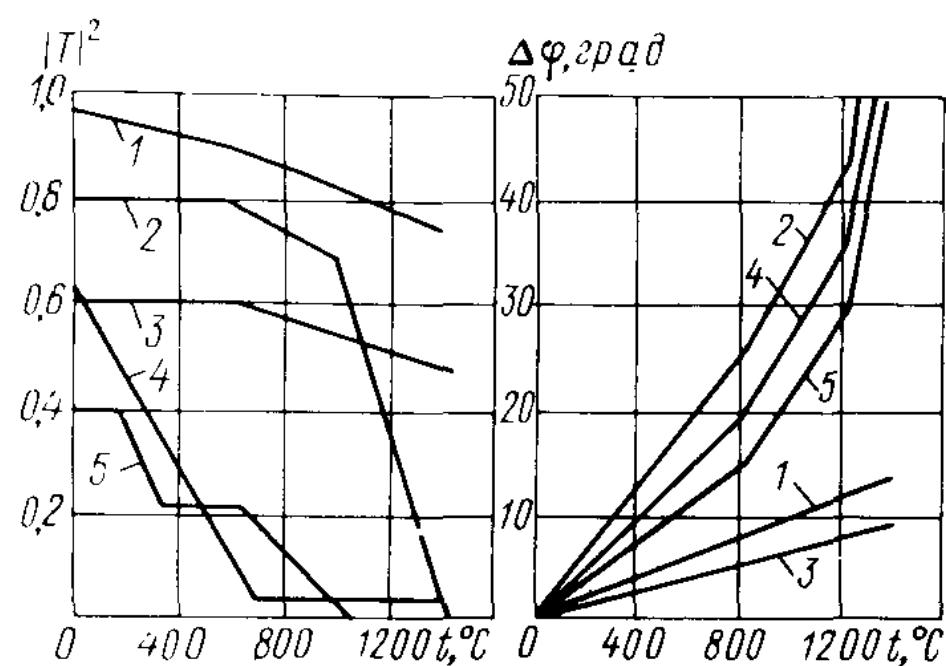
В качестве фокусирующей используется зеркальная антenna, рефлектором которой является часть поверхности эллипсоида вращения. Антенная система – два соосных эллипсоида с совмещенными дальними фокусами. В ближних фокусах размещены облучатели, а в совмещенных дальних – исследуемый материал покрытия [46].

Полученные результаты позволяют выделить материалы, наиболее перспективные для использования в качестве диэлектрических покрытий антенн, а также рассчитать девиации

характеристик излучения антенн в соответствии с зависимостями  $|T|^2$ ,  $\Delta\varphi$  и результатами гл. 2, 3.

Рис. 4.5. Изменение радиотехнических характеристик материалов диэлектрических покрытий при их нагреве:

1 – ниасит ( $\epsilon = 3,47$ ;  $d/\lambda = 1,1$ ); 2 – стеклопластик без пропитки ( $\epsilon = 5,2$ ;  $d/\lambda = 1,77$ ); 3 – ситалл ( $\epsilon = 7,65$ ;  $d/\lambda = 3,34$ ); 4 – клееный стеклопластик ( $\epsilon = 2,4$ ;  $d/\lambda = 0,85$ ); 5 – термосил ( $\epsilon = 4,4$ ;  $d/\lambda = 1,28$ ).



#### § 4.4. Контроль электрической толщины диэлектрических покрытий

В процессе эксплуатации антенн с диэлектрическими покрытиями необходимо контролировать параметры последних при выполнении регламентных работ, особенно после функционирования в экстремальных условиях, приводящих к значительному изменению свойств этих материалов. Такие измерения должны производиться на судах, летательных аппаратах непосредственно без демонтажа конструкций антенн и в кратчайшие сроки. Это требует использования специальной аппаратуры контроля диэлектрических покрытий на борту объекта.

Для оценки эксплуатационной пригодности радиопрозрачных покрытий получил распространение дефектоскопический контроль на сверхвысоких частотах, входящих в рабочий диапазон изделия [6, 14, 62]. Контроль на рабочей частоте обеспечивает максимальное приближение условий измерения к условиям эксплуатации покрытия, так как при этом учитывается его форма, геометрические размеры и внутренняя структура материала во всех ее взаимодействиях с электромагнитным полем заданной частоты. В результате проверки и уточнения фактических значений геометрической толщины и диэлектрической проницаемости материала покрытия получают объективную информацию о его качестве. При необходимости эту информацию можно использовать для последующей корректировки характеристик излучения антенн.

В зависимости от конкретных потребностей осуществляют измерение радиотехнических характеристик по изменению амплитуды или фазы СВЧ-сигнала, пройденного через покрытие (рис. 4.6).

Излученный с помощью передающей (собственной или специально используемой) антенны 1, сигнал СВЧ-генератора 2 проходит через стенку исследуемого покрытия 3 и попадает через приемную антенну 4 на один из входов фазового дискриминатора 5. На второй вход дискриминатора поступает часть излученного сигнала, который является опорным, т. е. сигналом, относительно которого измеряется фаза пройденного через покрытие сигнала. Сравнение двух упомянутых сигналов в дискриминаторе дает возможность получить на индикаторе 6 информацию об отклонении

фактических характеристик покрытия после определенного времени эксплуатации антены. Как видно, схема установки практически отличается от схемы, рассмотренной в § 4.3 только конструкцией внешнего канала (использование контактных антенн).

При этом покрытие находится в ближней реактивной зоне излучения приемопередающих антенн. Известно, что в пределах ближней зоны происходит

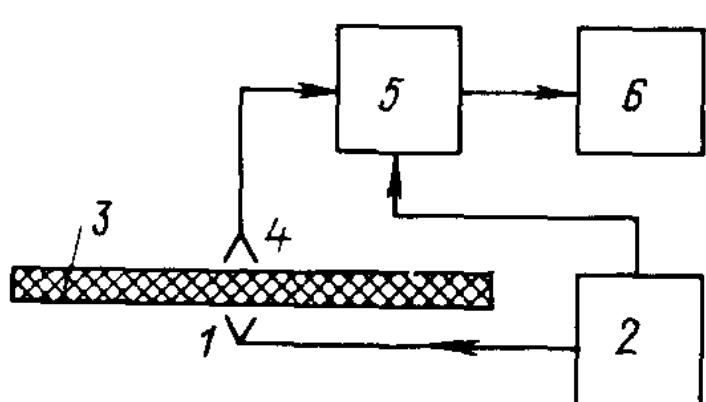


Рис. 4.6. Типовая схема контроля диэлектрического покрытия антены.

непрерывный обмен энергией поля между антенной и диэлектриком, носящий периодический характер. Различные по размерам и законам фазово-амплитудного распределения антенны имеют разную протяженность ближнего реактивного поля. Обычно внешняя граница рассматриваемой области не превышает нескольких длин волн, и для антенн с малыми раскрывами находится на расстоянии, меньшем  $\lambda/2\pi$ . У многих антенн наблюдается слабая расходимость поля в области ближней реактивной зоны, и амплитудно-фазовое распределение в раскрыве сохраняется почти неизменным по мере удаления от антennы. Свойство слабой расходимости в ближней зоне индукции позволяет сосредоточить энергию, излучаемую антенной на участке, примерно равном размерам апертуры антennы. Однако расположение контролируемого покрытия непосредственно перед излучающим раскрывом антennы приводит к возникновению поверхностных волн, распространяющихся по нему, в результате „ пятно свечения” СВЧ-поля размывается и его размеры увеличиваются. Кроме того, поверхностные волны, распространяясь по покрытию, излучаются на различных неоднородностях, отражаются от предметов, окружающих антенну, и являются источником дополнительных погрешностей измерения электрической толщины.

На рис. 4.7 приведено распределение электрической составляющей открытого конца прямоугольного волновода ( $\lambda = 3,2$  см) без диэлектрического образца (штриховая кривая) и с образцом (сплошные кривые), измеренное на установке для экспериментального исследования антenn контактного типа [23]. Здесь зонд перемещался в плоскости раскрыва антennы параллельно электрическому вектору поля.

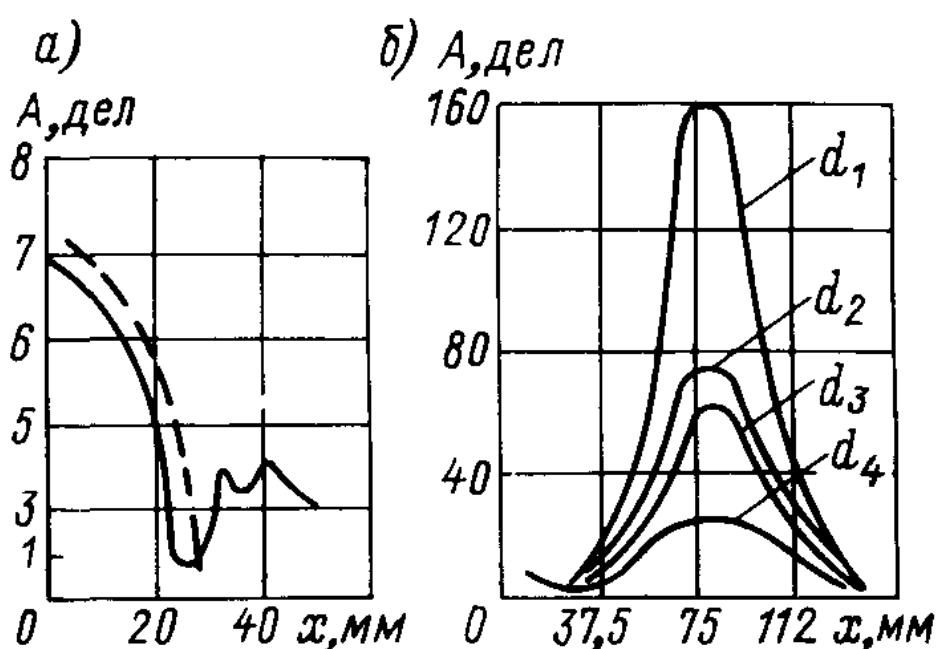


Рис. 4.7. Кривые распределения интенсивности СВЧ-поля в апертуре прямоугольного волновода: *а* – без диэлектрического покрытия и с покрытием ( $\epsilon = 3,81$ ,  $d = 15$  мм); *б* – с образцом при различных значениях его толщины:  $d_4 > d_3 > d_2 > d_1$  ( $\epsilon = 3,81$ ).

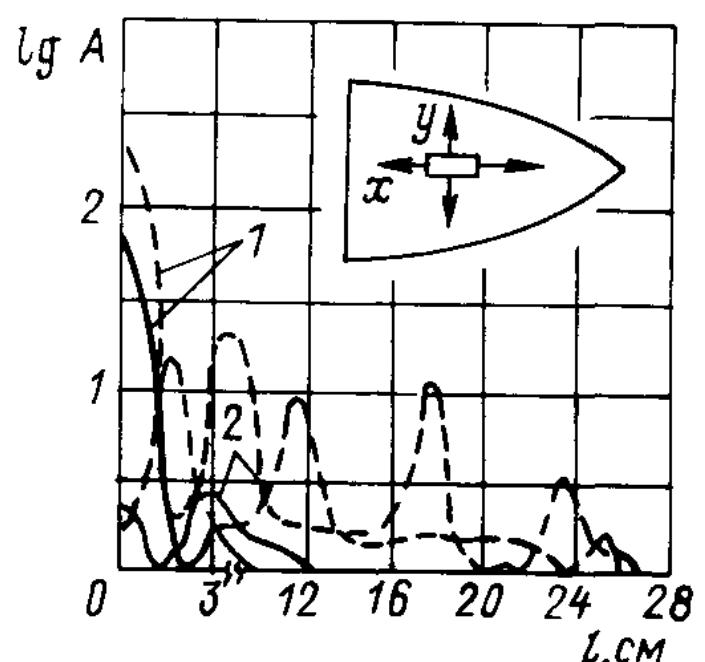


Рис. 4.8. Распределение интенсивности поля поверхности волны на обтекателе при различных поляризациях индикаторного зонда.

1 – при вертикальной поляризации приемного зонда; 2 – при горизонтальной поляризации.

— измерение по  $x$ ; --- измерение по  $y$ .

Как видно из графиков, интенсивность поля в направлении оси антены  $A$  с увеличением геометрической толщины пластины падает, интенсивность поля поверхностной волны растет. Эта картина характерна для различных волноводных антенн; интенсивность поля поверхностной волны и соотношение его с излученным полем, т. е. погрешность измерения, зависят от их типа.

При контроле электрической толщины протяженных диэлектрических покрытий (покрытий ФАР, обтекателей, антенных укрытий) система антена–антенна (отражатель) перемещается вдоль образующей, в результате чего физические и геометрические характеристики их облучаемой части меняются. Кроме того, изменяются соотношение между полями излученных и поверхностных волн, а также условия распространения последних. Пример распределения интенсивности поля поверхностной волны по координатам  $x$  и  $y$  реального обтекателя при облучении его антенной типа открытый конец волновода прямоугольного сечения приведен на рис. 4.8.

Из рис. 4.8 видно, что амплитуда поверхностных волн, распространяющихся в направлении оси  $y$ , в 10–15 раз больше, чем в направлении оси  $x$ , вдоль которой энергия поверхностной волны уже на расстоянии 2–3 длин рабочей волны  $\lambda$  существенно мала. Эти зависимости приведены для  $\lambda = 3,2$  см,  $d = 8,5$  мм,  $\epsilon = 3,5$  [20].

Из сказанного выше можно сделать вывод о том, что фаза коэффициента отражения на входе приемопередающей антенны есть функция не только геометрической толщины и диэлектрической проницаемости материала, но и геометрии антенны, кривизны облучаемого участка покрытия, от которой зависит соотношение между энергиями поверхностной волны и волны, излученной через диэлектрик, а также зазора между раскрывом антенны и поверхностью. Для нахождения этой зависимости может быть использована электродинамическая модель внешнего канала, которая представляет собой волноводное кольцевое сочленение, заполненное диэлектриком с проницаемостью  $\epsilon$  и состоящее из волноводного тройника в  $E$ -плоскости, соединенного кольцевым отрезком волновода [20]. Радиус или фактически длина кольцевого волновода изменяется в соответствии с изменением кривизны покрытия вдоль его образующей. Толщина диэлектрического заполнения равна геометрической толщине стенки покрытия на измеряемом участке. Так как кривизна кольцевого волновода невелика, то его можно рассматривать как цилиндрический волновод, который может быть заменен длинной линией с волновой проводимостью  $Y$  и постоянной распространения  $k$ . Адекватность этих схем обеспечивается при удовлетворении соответствующих граничных условий относительно обобщенных токов и напряжений на участках длинной линии.

Расчет такого сложного волноводного устройства через представления эквивалентной схемы модели измерения в виде ориентированного графа позволяет записать нормированные к проводимости основного волновода

значения реактивной  $b$  и активной  $g$  проводимостей [20, 42]. Они дают возможность получить выражение для комплексного коэффициента отражения  $R$  на входе приемопередающей антенны

$$R = \frac{2}{1 + g + ib} - 1.$$

Так, для плоского диэлектрического покрытия с малыми потерями  $a$  и отражателем модуль и фаза  $R$  имеют вид [19]:

$$|R| = \frac{\{[-r(1 + e^{-2ad}) - \cos 2\varphi(r^2 + 1)e^{-ad}]^2 + \sin 2\varphi(1 - r^2)e^{-ad}\}^{1/2}}{1 + 2r \cos 2\varphi e^{-ad} + r^2 e^{-2ad}};$$

$$\varphi_R = \operatorname{arctg} \frac{(r^2 - 1) \sin 2\varphi}{(1 + r^2) \cos 2\varphi + 2r}.$$

Подставив в выражение для фазы коэффициента отражения значения

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{\epsilon}; r = \frac{1 - \sqrt{\epsilon}}{1 + \sqrt{\epsilon}},$$

перепишем его так:

$$\varphi_R = \pi + 2 \operatorname{arctg} \left[ \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \operatorname{tg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{\epsilon} \right) \right]. \quad (4.7)$$

На рис. 4.9. приведены графики, показывающие зависимость  $\varphi_R - \pi$  от толщины диэлектрических покрытий  $d/\lambda$  при различных значениях

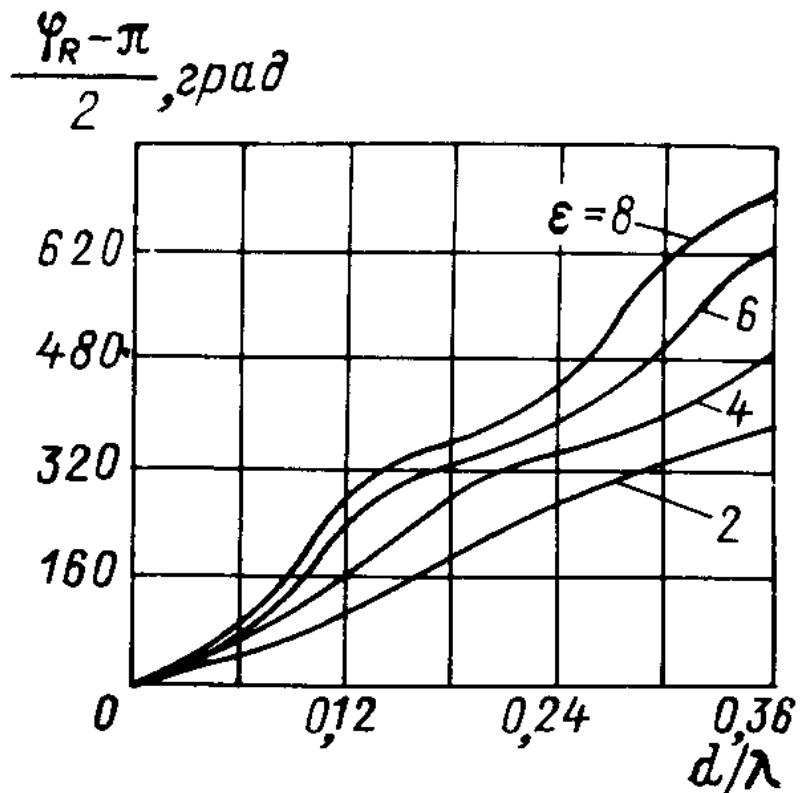


Рис. 4.9. Зависимость  $\frac{\varphi_R - \pi}{2}$  от тол-

шини диэлектрических покрытий при различных значениях  $\epsilon$  ( $\lambda = 3,2$  см).

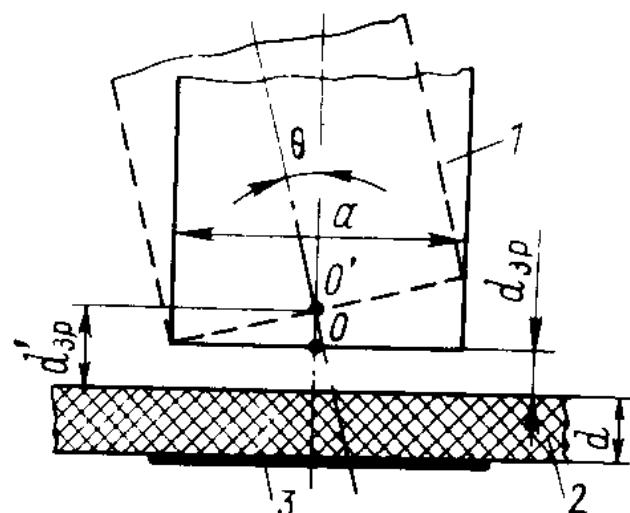


Рис. 4.10. Влияние геометрических смещений антенны относительно контролируемого покрытия на погрешность измерения электрической толщины.

1 – антenna; 2 – диэлектрическое покрытие; 3 – отражатель.

диэлектрической проницаемости покрытия ( $\epsilon = 2, 4, 6, 8$ ), которые позволяют по измеренной фазе отраженной волны для данной геометрии покрытия определять изменения  $\epsilon$  при его экспресс-контrole. При контроле слоистых покрытий выражением (4.7) также можно воспользоваться с учетом того, что в данном случае  $\epsilon$  адекватно эквивалентному значению диэлектрической проницаемости.

Очевидно, достоверность определения фактических характеристик покрытия зависит от точности, которую может обеспечить измерительная установка. Суммарные ошибки при измерении складываются из ошибок измерительного устройства и ошибок местастыковки его с объектом измерения. Первые можно отнести к категории „внутренних“ ошибок, вторые – к категории „внешних“. Значительное ухудшение точности измерения электрической толщины покрытия с помощью контактного метода объясняется, очевидно, воздействием внешних факторов, а не ошибками в схеме измерителя фазы (по которой судят об электрической толщине) или амплитуды, так как на ее точностные характеристики не влияет способ построения внешней измерительной цепи. Можно отметить следующие источники „внешних“ ошибок: возбуждение поверхностных волн при облучении диэлектрического покрытия, их взаимодействие с окружающими предметами, излучение; влияние конструктивных характеристик отражателя (если он имеется); точность установки приемопередающей антенны относительно измеряемого участка диэлектрика и отражателя электромагнитной энергии; отражение электромагнитной энергии от окружающих антенну предметов; дифракция на неоднородностях измеряемого участка, сравнимых с длиной волны; искажения геометрии измеряемого участка диэлектрика (изменение кривизны, непараллельность стенок и т. д.).

Рассмотрим ошибки измерения электрической толщины, вызванные взаимным смещением приемопередающей антенны относительно измеряемого участка и отражателя (рис. 4.10). При автоматизации процесса измерения электрической толщины протяженных покрытий система антена–отражатель движется относительно исследуемого изделия. Вследствие этого происходит смещение оси приемопередающей антенны относительно отражателя и отклонение ее от нормали к измеряемому участку поверхности, появляется зазор переменной величины между поверхностью диэлектрика и апертурой антенны.

Очевидно, что изменения условий излучения приемопередающей антенны, обусловленные перечисленными выше причинами, приводят к тому, что погрешность измерения электрической толщины будет величиной случайной. Появление ошибок измерения можно объяснить двумя факторами: изменением соотношения между энергией поверхностных волн и энергией отраженного, несущего полезную информацию сигнала, что происходит как при изменении угла наклона оси облучателя по отношению к нормали  $\theta$ , так и при изменении зазора  $d_{3p}$ ; дополнительным сдвигом

фазы, который приобретает электромагнитная волна при прохождении зазора  $\Delta\varphi$ :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d_{3p}, \quad (4.8)$$

где  $\lambda$  – длина рабочей волны.

В случае изменения угла облучения  $\theta$  также имеет место изменение зазора (см. рис. 4.10), который при малых углах можно принять равным

$$d'_{3p} \approx \frac{\sin \theta a}{2},$$

где  $a$  – размер апертуры облучателя.

Тогда дополнительный сдвиг фазы можно получить из выражения (4.8), если в него подставить значение зазора  $d_{3p}$ .

Так как возбуждаемая поверхностная волна есть основной источник ошибок измерения, выясним, как влияет величина зазора на степень возбуждения поверхностной волны для случая возбуждения диэлектрического слоя бесконечных размеров на металлической подложке. Если в качестве возбудителя поля взять волновод прямоугольного сечения, зауженный в  $E$ -плоскости, с волной типа  $H_{01}$ , то поле в таком волноводе можно считать не зависящим от координаты  $x$  по узкой стенке (рис. 4.11). Тогда для стороннего магнитного тока можно записать

$$j_x^m(x, y, z) = I^m \delta(y) \delta(z - z_0). \quad (4.9)$$

При таком возбуждении диэлектрической пластины отличными от нуля будут только три компоненты:  $E_y$ ,  $E_z$  и  $H_x$ . Магнитную компоненту вне диэлектрического слоя получим из неоднородного уравнения с учетом выражения (4.9):

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + k_0^2 H_x = i \omega \epsilon_0 I^m \delta(y) \delta(z - z_0), \quad (4.10)$$

а поле в слое найдем из уравнения вида

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + k^2 H_x = 0, \quad (4.11)$$

где  $k_0$  – волновое число свободного пространства;  $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon} –$  волновое число для диэлектрика;  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  – электрическая и магнитная проницаемости свободного пространства;  $\epsilon_a = \epsilon \epsilon_0$ . Согласно работе [54]

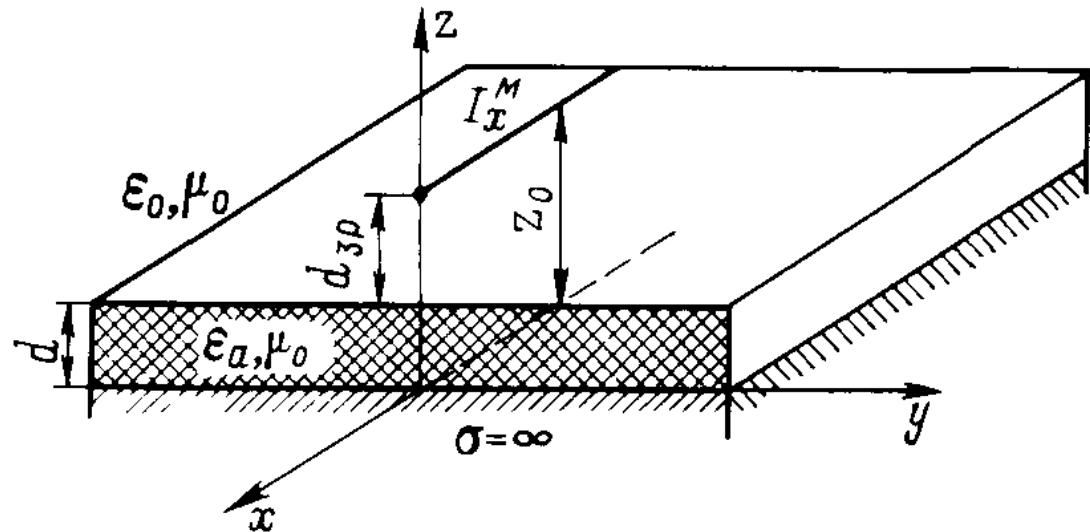


Рис. 4.11. Возбуждение диэлектрического покрытия на металлической подложке.

решением уравнения (4.10) для неограниченного пространства с параметрами  $\epsilon_0, \mu_0$  будет

$$H_x^{\Pi} = -i \frac{\omega \epsilon_0 I^m}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ihy} e^{-\sqrt{h^2 - k_0^2}(z - z_0)}}{\sqrt{h^2 - k_0^2}} dh. \quad (4.12)$$

Отраженное от слоя поле получим аналогично формуле (4.12) из уравнения (4.10) без правой части

$$H_x^O = -i \frac{\omega \epsilon_0 I^m}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G^O(h) \frac{e^{-ihy} e^{-\sqrt{h^2 - k_0^2}z}}{\sqrt{h^2 - k_0^2}} dh. \quad (4.13)$$

Поле в слое является решением уравнения (4.11) и представляется в виде

$$H_x^{BH} = -i \frac{\omega \epsilon_0 I^m}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G^{BH}(h) \frac{e^{-ihy} \operatorname{ch} \sqrt{h^2 - k^2}z}{\sqrt{h^2 - k^2}} dh. \quad (4.14)$$

Выражение (4.14) удовлетворяет граничным условиям на металлической подложке, т. е.  $E_y = 0$  при  $z = 0$ , а спектральные плотности  $G^O(h)$  и  $G^{BH}(h)$  определяются из граничных условий при  $z = d$ :

$$\left. \begin{aligned} H_x^{\Pi} + H_x^O &= H_x^{BH}; \\ \frac{\partial}{\partial z} (H_x^{\Pi} + H_x^O) &= \frac{\partial H_x^{BH}}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

и равны [54]

$$\left. \begin{aligned} G^O(h) &= \frac{\epsilon_a \beta_0 \operatorname{ch} \beta d - \epsilon_0 \beta \operatorname{sh} \beta d}{\epsilon_a \beta_0 \operatorname{ch} \beta d + \epsilon_0 \beta \operatorname{sh} \beta d} e^{\beta_0(2d - z_0)}; \\ G^{BH}(h) &= \frac{2\epsilon_a \beta}{\epsilon_a \beta_0 \operatorname{ch} \beta d + \epsilon_0 \beta \operatorname{sh} \beta d} e^{\beta_0(2d - z_0)}, \end{aligned} \right\} \quad (4.16)$$

где  $\beta_0 = \sqrt{h^2 - k_0^2}$ ;  $\beta = \sqrt{h^2 - k^2}$ . Для отыскания  $H_x$  необходимо с учетом граничных условий (4.15) вычислить интеграл на плоскости комплексного переменного  $h$ . Подынтегральная функция имеет особые точки типа полюсов и точек ветвления. Полюса, которые лежат на действительной оси и определяют поле поверхностных волн, находятся из уравнения

$$\epsilon_a \beta_0 \operatorname{ch} \beta d + \epsilon_0 \beta \operatorname{sh} \beta d = 0, \quad (4.17)$$

которое решается графически. Для нахождения составляющих поля поверхностной волны вне пластины и внутри ее достаточно взять вычеты по полюсам, совпадающим с корнями знаменателя подынтегрального выражения (4.13), (4.14) с учетом формулы (4.16). Опуская промежуточные выкладки, получим для компоненты поля поверхностной волны вне пластины [22]

$$H_x^{o, \text{пов}} = \frac{\omega \epsilon_0 I^m H^o}{2} e^{-ih_p y} e^{-\beta_0^p z} e^{\beta_0^p (2d - z_0)} \quad (4.18)$$

и для компоненты внутри пластины

$$H_x^{vn, \text{пов}} = \frac{\omega \epsilon_0 I^m H^{vn}}{2} e^{-ih_p y} e^{\beta_0^p (d - z_0)} \operatorname{ch} \beta_p z. \quad (4.19)$$

В выражениях (4.18), (4.19) обозначено

$$\beta_0^p = \sqrt{h_p^2 - k_0^2}; \quad \beta_p = \sqrt{h_p^2 - k^2},$$

где  $h_p$  — постоянная распространения поверхностной волны;

$$H^o = (\epsilon_a \beta_0^p \operatorname{ch} \beta_p d - \epsilon_0 \beta_p \operatorname{sh} \beta_p d) : \left( 2h_p \epsilon_a \operatorname{ch} \beta_p d + \frac{h_p \epsilon_0 \beta_0^p}{\beta_0^p} \operatorname{sh} \beta_p d + \right. \\ \left. + \frac{\epsilon_a (\beta_0^p)^2 h_p d}{\beta_p} \operatorname{sh} \beta_p d + \beta_0^p \epsilon_0 h_p d \operatorname{ch} \beta_p d + \frac{\epsilon_0 h_p \beta_0^p}{\beta_p} \operatorname{sh} \beta_p d \right); \quad (4.20)$$

$$H^{vn} = 2\epsilon_a \beta_p : \left( \frac{h_p \epsilon_a \beta_0^p}{\beta_p} \operatorname{ch} \beta_p d + 2h_p \epsilon_0 \operatorname{sh} \beta_p d + \epsilon_a \beta_0^p h_p d \operatorname{sh} \beta_p d + \right. \\ \left. + d \beta_p \epsilon_0 h_p \operatorname{ch} \beta_p d + \frac{\beta_p \epsilon_a h_p}{\beta_0^p} \operatorname{ch} \beta_p d \right).$$

Вектор напряженности электрического поля определяется из первого уравнения Максвелла

$$E_z^{o, \text{пов}} = \frac{\epsilon_0 h_p I^m}{2\epsilon_a} H^o e^{-\beta_0^p z} e^{\beta_0^p (2d - z_0)} e^{-ih_p y}; \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \quad (4.21)$$

$$E_z^{vn, \text{пов}} = \frac{\epsilon_0 h_p I^m}{2\epsilon_a} H^{vn} e^{\beta_0^p (d - z_0)} e^{-ih_p y} \operatorname{ch} \beta_p z. \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\}$$

Полную мощность, переносимую поверхностной волной, в пределах полосы с единичным размером по координате  $x$ , получим, сложив мощности поверхности волны вне  $P_{o, \text{пов}}$  и внутри  $P_{vn, \text{пов}}$ , пластины диэлектрика:

$$P_{\text{пов}} = P_{o, \text{пов}} + P_{vn, \text{пов}} = \int_d^\infty E_z^{o, \text{пов}} H_x^{*, o, \text{пов}} dz + \int_0^d E_z^{vn, \text{пов}} H_x^{*, vn, \text{пов}} dz. \quad (4.22)$$

Подставляя выражения (4.20), (4.21) в (4.22), получаем

$$P_{\text{пов}} = \frac{\omega \epsilon_0^2 (I^m)^2 h_p}{8\epsilon_a} \left[ \frac{(H^o)^2}{\beta_0^p} + \frac{(H^{vn})^2}{2} \times \right. \\ \left. \times (\operatorname{sh} 2\beta_p d + 2\beta_p d) \right] e^{2\beta_0^p (d - z_0)}. \quad (4.23)$$

Отсюда видно, что при удалении облучателя от поверхности пластины полная мощность поверхностной волны экспоненциально убывает (рис. 4.12).

Однако при небольших значениях зазора  $\left( \frac{z_0 - d}{\lambda} < 0,03 \right)$  мощность поверхности волны остается практически постоянной, и дополнительная погрешность измерения определяется в основном выражением (4.8). Теперь найдем  $P_{\text{вн}}^{\text{пов}}/P_0^{\text{пов}}$ , равное отношению мощностей внутри пластины и вне ее:

$$\frac{P_{\text{вн}}^{\text{пов}}}{P_0^{\text{пов}}} = \frac{2\beta_0^p (H_{\text{вн}})^2}{(H_0^o)^2} (\sinh 2\beta_0^p d + 2\beta_0^p d). \quad (4.24)$$

Из выражения (4.24) видно, что это отношение есть величина, зависящая только от собственных параметров диэлектрической пластины ( $\epsilon$  и  $d$ ). На рис. 4.13 показано, как она изменяется в зависимости от толщины пластины  $d$  при различных значениях  $\epsilon$ . Исходными данными для расчета кривых являлись:  $\lambda = 3,2$  см;  $\epsilon = 2,46$ ;  $d_{\text{эл}} = 180^\circ$ ,  $\Delta d_{\text{эл}} = \pm 40^\circ$ . Постоянные распространения поверхностных волн, найденные из уравнения (4.17) для соответствующих  $\epsilon$  и  $d$ , равны  $h_{p2} = 16$ ,  $h_{p4} = 20,3$ ,  $h_{p6} = 25,2$  град/мм и в указанном диапазоне изменения электрических толщин изменяются незначительно. Из графиков видно, что при уменьшении  $d$  измеряемого покрытия мощность поверхностной волны, сосредоточенная внутри диэлектрика, падает, хотя и остается все время большей по сравнению с мощностью, сосредоточенной во внешнем пространстве. Этим и объясняется

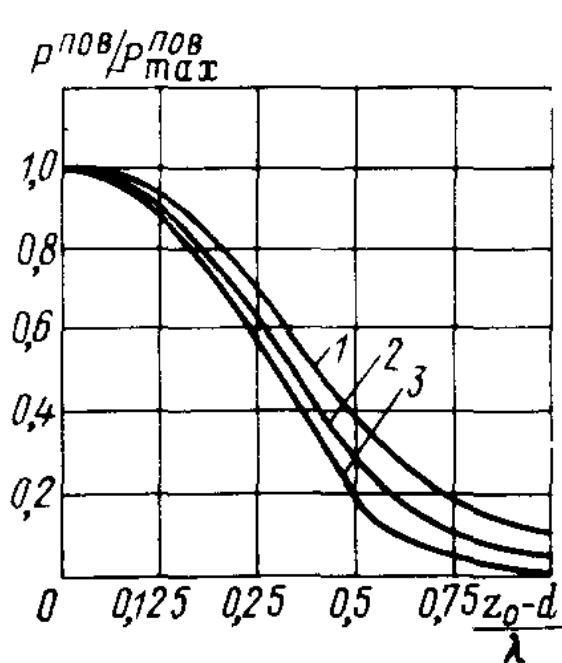


Рис. 4.12. Зависимость относительной мощности поверхностной волны от величины воздушного зазора (при  $d = 7$  мм) для различных значений  $\epsilon$ .

1 –  $\epsilon = 6$ ; 2 –  $\epsilon = 4$ ; 3 –  $\epsilon = 2$ .

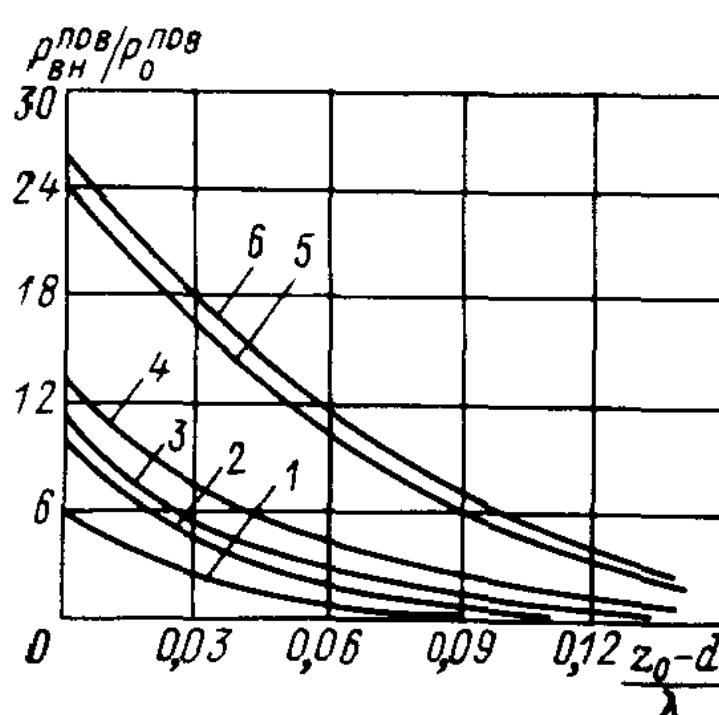


Рис. 4.13. Зависимость отношения  $P_{\text{вн}}^{\text{пов}}/P_0^{\text{пов}}$  от воздушного зазора для различных значений  $\epsilon$  и  $d$ .

1 –  $\epsilon = 2$ ,  $d = 7$  мм; 2 –  $\epsilon = 2$ ,  $d = 8$  мм; 3 –  $\epsilon = 4$ ,  $d = 7$  мм; 4 –  $\epsilon = 4$ ,  $d = 8$  мм; 5 –  $\epsilon = 6$ ,  $d = 7$  мм; 6 –  $\epsilon = 6$ ,  $d = 8$  мм.

наличие погрешности измерения электрической толщины  $d_{\text{эл}}$ , обусловленной возбуждением поверхностных волн. Если диэлектрическое покрытие цилиндрической формы, то при облучении его будут возбуждаться и азимутальные, и аксиальные поверхностные волны. Причем, как правило, плавно изменяющаяся толщина стенки может быть представлена в виде распределенной неоднородности излучения (утечки) энергии поверхностных волн и особенно азимутальных поверхностных волн. С известным приближением распространяющуюся азимутальную волну можно считать однотипной и найти решение из цилиндрических волновых функций [6]: для области, граничащей с диэлектриком (см. рис. 4.8)

$$e^{-ih_p a} \begin{cases} J_{h_p a}(k_0 y); \\ Y_{h_p a}(k_0 y), \end{cases}$$

для внутренней области диэлектрика

$$e^{-ih_p a} H_{h_p a}^{(1)}(ky),$$

где  $a$  – наружный радиус диэлектрического цилиндра;  $h_p$  – постоянная распространения соответствующего возбужденного на изделии типа волны;  $J$ ,  $Y$ ,  $H^{(1)}$  – функции Бесселя и Ханкеля.

Наличие различных типов волн зависит от геометрии и состава облучаемой системы, а также от конкретного возбудителя электромагнитных волн. Характер изменения ошибок измерения, обусловленных возбуждением на диэлектрическом покрытии поверхностных волн, – осциллирующий, а максимальная ошибка может в некоторых случаях достигать 50% суммарной и зависит (для конкретного типа антенны и схемы взаимного расположения антенны и покрытия) от радиуса кривизны измеряемого пояса и диэлектрической проницаемости материала.

Существует несколько эффективных методов устранения или частичного уменьшения ошибок измерения, обусловленных указанными выше причинами [6, 23]:

1) использование специальных конструкций антенны, выполняющих роль измерительных датчиков, либо не возбуждающих, либо компенсирующих поверхностные волны;

2) предварительное „окрашивание”, например модуляющей сигнала, принятого антенной и обусловленного возбуждением на покрытии поверхностных волн, с последующим выделением и подавлением его;

3) „окраска” полезного сигнала с последующей фильтрацией его от сигнала, обусловленного возбужденной на покрытии поверхностной волной.

Так как тип возбуждаемых поверхностных волн, их мощность, а следовательно, и соответствующая ошибка измерения зависят от многих факторов, то, очевидно, в каждом конкретном случае необходимо оценить специфику условий измерения и определить целесообразность того или иного метода уменьшения ошибок измерения.

Первый метод предполагает изменение конструкции излучающей антенны таким образом, чтобы поверхностная волна либо совсем не возбуждалась, либо, возбудившись, могла быть скомпенсирована. Одной из наиболее универсальных является антenna с компенсацией возбуждаемых поверхностных волн [23].

Антenna (рис. 4.14) состоит из основного – цилиндрического – волновода 1 и дополнительного 3, коаксиального с цилиндрическим, которые соединены между собой кольцевидной щелью 6. Дополнительный волновод 3 с диэлектрическим стержнем 2 укрепляется в основном волноводе посредством диэлектрической втулки 5. Диэлектрическое кольцо 4 – съемное. Подбирая его диэлектрическую проницаемость и размеры, можно изменять фазу поля в основном волноводе. СВЧ-энергия в описываемой антенне делится с помощью элемента связи между основным и дополнительным волноводами, излучается ими, частично преобразуясь в энергию поверхностных волн на исследуемом покрытии. Изменяя фазу и мощность поля в основном волноводе, можно добиться почти полной компенсации поля поверхности волны. Очевидно, что это условие будет выполняться при равенстве амплитуд и противофазности полей поверхностных волн. При необходимости подстройку амплитуд и фаз поверхностных волн в основном и дополнительном волноводах можно осуществить автоматически.

Кроме описанной конструкции, находят применение и более простые антенные устройства, в которых подавление поверхностных волн достигается путем создания для них стабильных нагрузок, обеспечивающих локализацию электромагнитного поля. С этой целью антenna снабжается, например, ребристыми фланцами или фланцами с поглощающими покрытиями. Такие антенны часто не дают желаемого результата, особенно в автоматизированных установках контроля характеристик покрытий, что объясняется сложностью обеспечения неизменных во времени условий измерения.

Представляет интерес метод увеличения точности измерения характеристик покрытий за счет

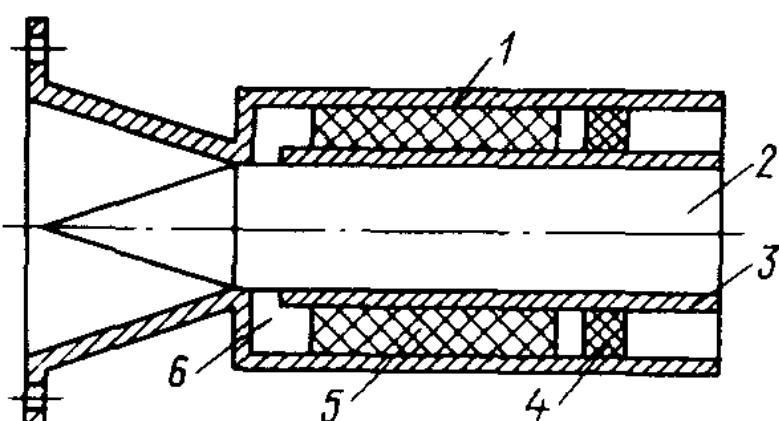


Рис. 4.14. Конструкция антенны с компенсацией поверхности волны.

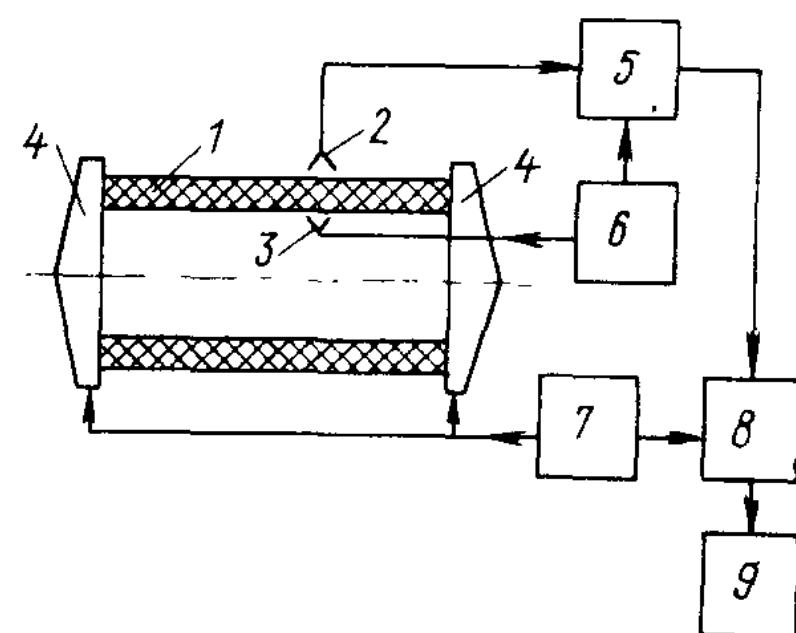


Рис. 4.15. Схемная реализация метода измерения с фильтрацией паразитного сигнала.

„окраски” той части поверхностных волн, которая вызывает ошибки измерения. К ним относятся в основном поверхностные волны, отражающиеся от узлов крепления антенны с покрытиями. Практической иллюстрацией этого метода может служить схема, изображенная на рис. 4.15.

Исследуемое диэлектрическое покрытие 1 (например, цилиндрическое) закрепляется с помощью механизмов крепления (модуляторов) 4 и имеет возможность поворачиваться вокруг своей оси; передающая 3 и приемная 2 антенны совершают поступательные движения параллельно оси покрытия, находясь все время на одном и том же расстоянии от его поверхности. Таким образом, происходит измерение характеристик каждого участка покрытия. Механизмы крепления 4 конструктивно выполнены так, что представляют собой для поверхностных волн нагрузки с переменным коэффициентом отражения, изменяющимся с частотой  $\Omega_2$  генератора 7. Вследствие этого происходит модуляция поверхностных волн. При этом на входы СВЧ-дискриминатора 5 поступают опорный сигнал  $U_{\text{оп}}$  с СВЧ-генератора 6, полезный сигнал  $U_{\text{п}}$  с частотой модуляции  $\Omega_1$ , несущий информацию об измеряемом параметре, и модулированный частотой  $\Omega_2$  сигнал  $U_{\text{м}}$ , обусловленный поверхностными волнами, отраженными от элементов крепления:

$$U_{\text{оп}} = U_1 \cos \omega t; \quad (4.25)$$

$$U_{\text{п}} = U_2 \cos (\omega t + \varphi) (1 + m_1 \cos \Omega_1 t); \quad (4.26)$$

$$U_{\text{м}} = U_3 \cos (\omega t + \Psi) (1 + m_2 \cos \Omega_2 t),$$

где  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  – амплитуды соответствующих сигналов на входах СВЧ-дискриминатора;  $\varphi$  и  $\Psi$  – дополнительные набеги фаз сигналов;  $m_1$ ,  $m_2$  – коэффициенты модуляции.

В результате сложения этих сигналов на СВЧ-диоде на квадратичном участке получим суммарный сигнал

$$U_{\Sigma} = [U_1 \cos \omega t + U_2 \cos (\omega t + \varphi) (1 + m_1 \cos \Omega_1 t) + \\ + U_3 \cos (\omega t + \Psi) (1 + m_2 \cos \Omega_2 t)]^2.$$

Из полученного сложного сигнала можно отфильтровать с помощью синхронного фильтра 8 сигнал, промодулированный только частотой  $\Omega_1$ , на которую и реагирует индикатор 9. При использовании указанного метода погрешность измерения снижается в 1,5–2 раза.

Как отмечалось ранее, в практике исследования диэлектрических покрытий широкое распространение получил контактный метод измерения с отражателем во внешнем канале. Внешний канал здесь обычно строится по схеме антenna–покрытие–металлический отражатель и характеризуется ошибками измерения, рассмотренными выше (см. рис. 4.10). Схемная реализация этого метода с использованием отражателя-модулятора для уменьшения этих ошибок приведена на рис. 4.16. В этом случае на дискриминаторе сравниваются излученный и отраженный от модулятора сигналы, предварительно прошедшие через стенку. В качестве отражателя

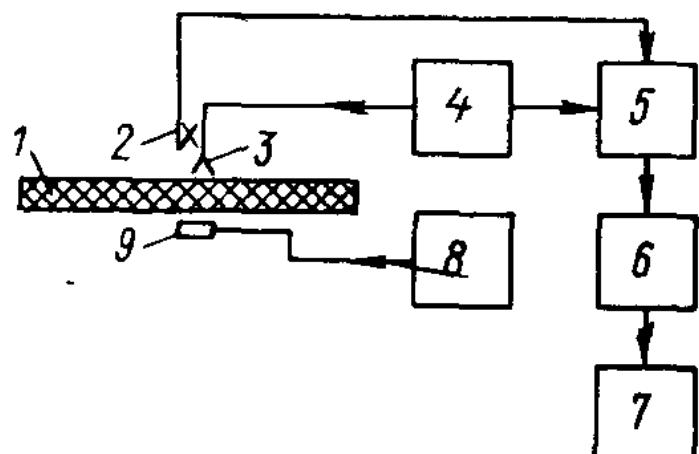


Рис. 4.16. Схемная реализация метода измерения с выделением полезного сигнала.

1 – диэлектрическое покрытие; 2 – ответвитель СВЧ-мощности; 3 – приемопередающая антenna; 4 – СВЧ-генератор; 5 – дискриминатор; 6 – синхронный фильтр; 7 – индикатор; 8 – НЧ-генератор; 9 – отражатель-модулятор.

целесообразно использовать отражатель с переменным коэффициентом отражения, т. е.  $R$  – функция модулятора (например, отражатель с  $p-i-n$ -диодом). Тогда полезный сигнал (4.26), несущий информацию об электрической толщине,

$$U_p = U_2 \cos (\omega t + \varphi) (1 + m_2 \cos \Omega_2 t), \quad (4.27)$$

а сигнал, обусловленный поверхностными волнами,

$$U_M = U_3 \cos (\omega t + \Psi). \quad (4.28)$$

В результате сложения сигналов (4.25), (4.27) и (4.28) на СВЧ-детекторе получим суммарный сигнал

$$U_{\Sigma} = [U_1 \cos \omega t + U_2 \cos (\omega t + \varphi) (1 + m_2 \cos \Omega_2 t) + \\ + U_3 \cos (\omega t + \Psi)]^2,$$

из которого с помощью синхронного детектора можно выделить сигнал частотой  $\Omega_2$ , пропорциональный  $\cos \varphi$ , а сигналы поверхностных волн подавить. Описанный способ позволяет также устраниТЬ паразитные отражения от ближней к антенне поверхности диэлектрического покрытия, которые являются дополнительными источниками ухудшения точности измерения.

Таким образом, обоснованный выбор антенны и схемы измерения позволяет контролировать характеристики диэлектрических покрытий и, следовательно, обеспечить требуемую эксплуатационную пригодность СВЧ-антенны с диэлектрическими покрытиями.

#### § 4.5. Исследование характеристик излучения антенн с диэлектрическими покрытиями

При проектировании антенн с диэлектрическими покрытиями, которые невозможно рассчитать аналитически, а также при отработке антенн, рассчитанных в соответствии с аналитическими и экспериментально-расчетными методами, применяется экспериментальное исследование их характеристик излучения в лабораторных условиях, адекватных натурным. Здесь точность результатов зависит от погрешностей измерений параметров антенн и точности воспроизведения на диэлектрическом покрытии реальных внешних воздействий. Их контроль производится с помощью различных

датчиков, конструктивно вделанных в покрытие антенны, расположенных на нем или находящихся вне его. В зависимости от вида воздействующего фактора применяют термометры, психрометры, радиационные датчики, термопары, гамма-приемники, пирометры, кино- и фотоаппаратуру, регистраторы тепловых полей и т. д.

Комплекс для экспериментального исследования характеристик излучения антенн с диэлектрическими покрытиями состоит из измерительной установки и системы имитации и контроля внешних воздействий, адекватных натурным (например, рентгеновские и гамма-пушки, имитаторы солнечного воздействия и глубокого холода, плазматроны, горелки, обледенители т. д.). Структурная схема такого комплекса приведена на рис. 4.17. Для получения полной информации о характеристиках антенн и их девиациях в условиях внешних воздействий на покрытия в общем случае необходимо измерять диаграммы направленности в ближней  $f_b(\theta)$  и дальней  $f(\theta)$  зонах, коэффициент эллиптичности излучения  $k_3(\theta)$ , фазовую диаграмму  $\varphi(\theta)$  и усиление  $G(\theta)$  в различных плоскостях, проходящих через главную ось антennы. Причем все эти характеристики должны измеряться за промежуток времени, при котором контрольный параметр воздействующего фактора (например, распределение температуры по толщине покрытия при тепловом ударе) не успеет заметно измениться по отношению к заданному режиму. Для наиболее жестких режимов воздействия это время составляет 1–0,5 с, которое позволяет провести измерение только в одной плоскости [7, 14, 44].

Функциональная схема измерительной установки представлена на рис. 4.18. Пространственное расположение антennы с покрытием и имитатора внешнего воздействия выбирается из условия минимального влияния последнего на измерение характеристик излучения, т. е. так, чтобы в момент измерения он находился вне зоны главного лепестка диаграммы

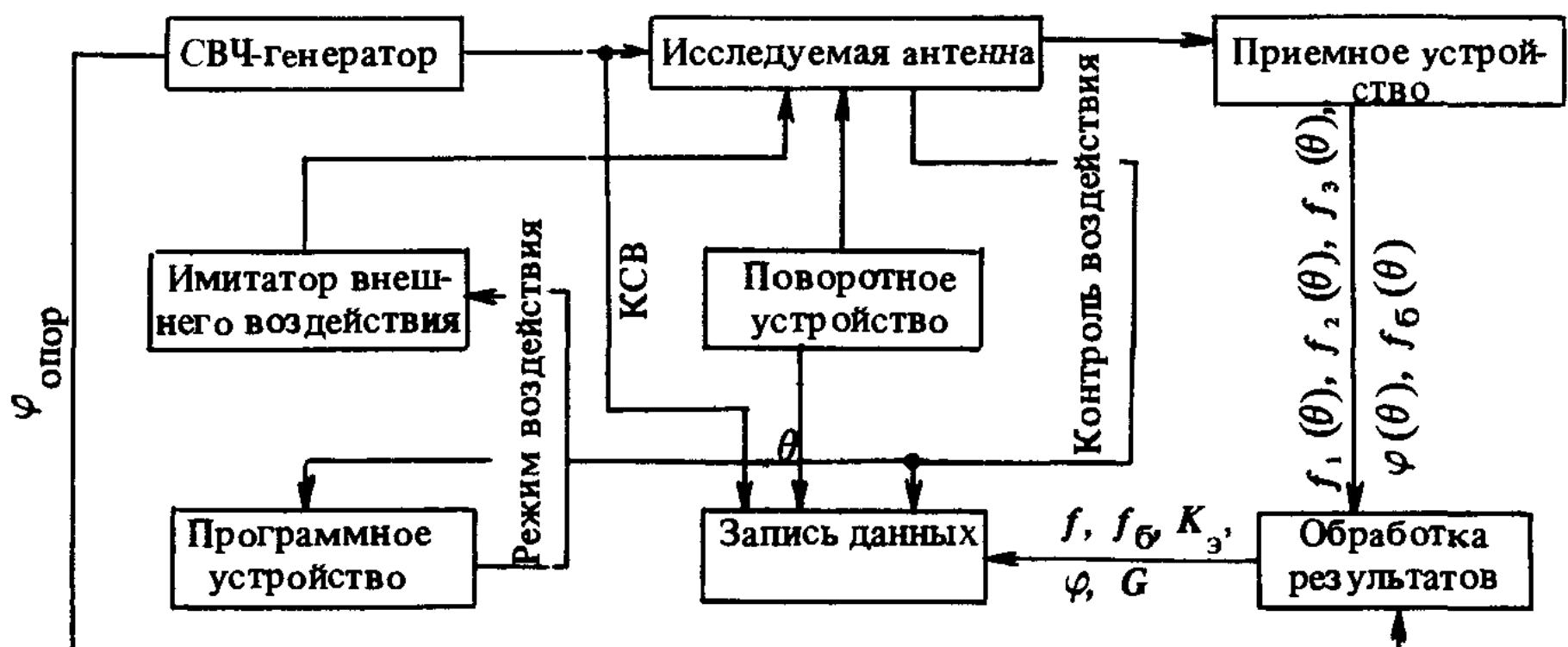
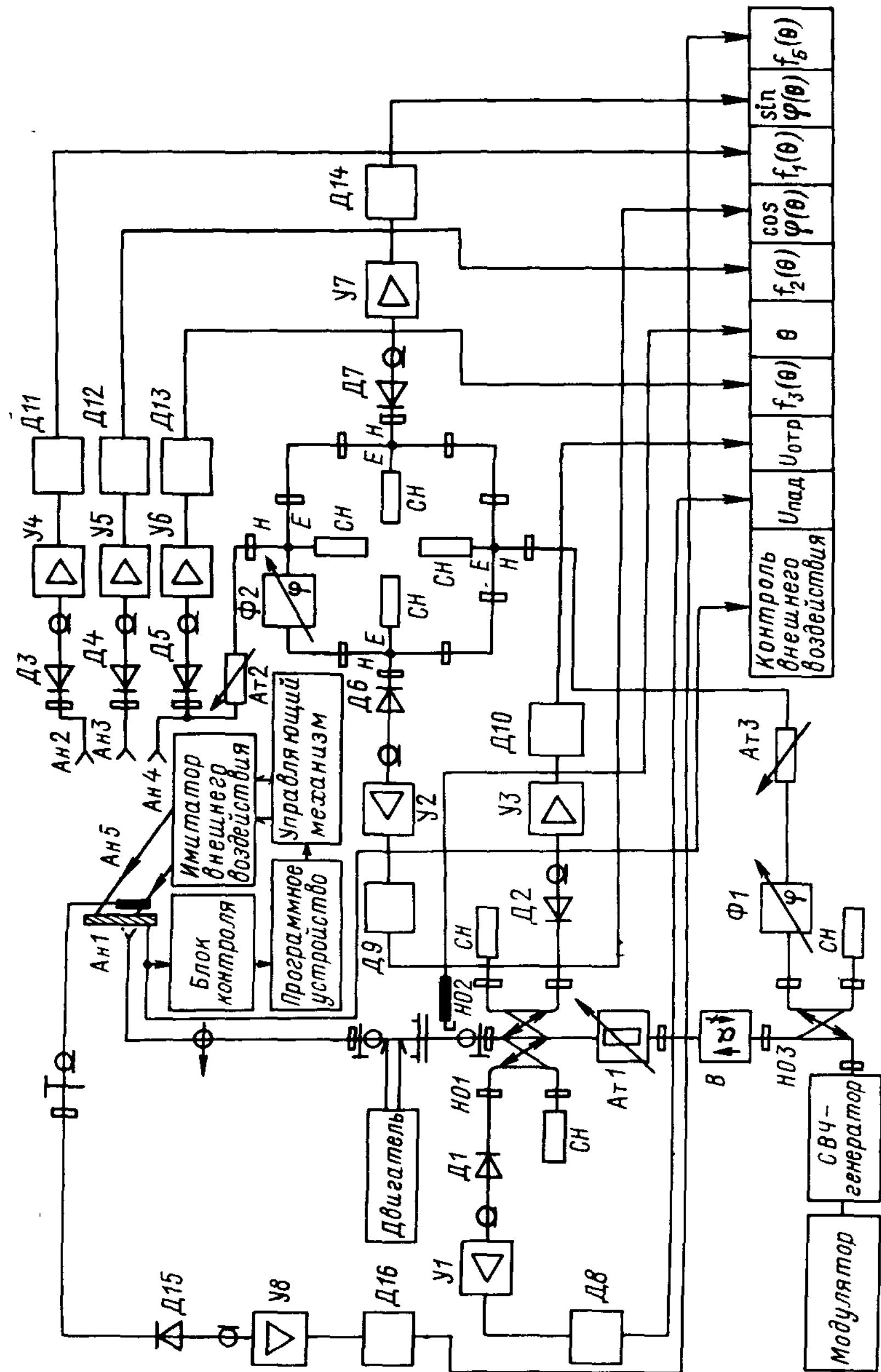


Рис. 4.17. Структурная схема комплекса.



направленности. Заданный закон внешнего воздействия воспроизводится по командам с программного устройства, которые выдаются после сравнения его с истинным воздействием на покрытие антенны с помощью блока контроля и датчиков. Передающая часть установки содержит СВЧ-генератор, промодулированный меандром с частотой 10 кГц, волноводный тракт, калибранный аттенюатор, рефлектометр, вращающиеся соединения, исследуемые антенны. Для уменьшения влияния действующей среды на процесс измерения воздействие прекращается на это время или путем отключения имитатора или его механическим перемещением (например, отводом струи плазмы на время измерения, равное 1–0,5 с). В процессе измерения антenna поворачивается на угол  $270^\circ$  и возвращается в исходное положение при помощи реверсивного электродвигателя и механической передачи. Угловое положение антенны отмечается при помощи бесконтактной системы, формирующей метки через каждые  $5^\circ$ . Фазовый центр находится на оси вращения антенны.

Приемная часть установки включает в себя зонд для измерения ближнего поля антенны и три одинаковых антенны, плоскости поляризации которых ориентированы под углом  $45^\circ$  друг к другу. Это позволяет, используя метод трех линейно поляризованных антенн, получить не только амплитудные, но и поляризационные характеристики антенн с диэлектрическими покрытиями. Каждая приемная антenna подсоединенна к СВЧ-детектору, сигналы с которого подаются на НЧ линейные детекторы. Кроме того, СВЧ-сигнал с одной из приемных антенн может идти на фазометрическую схему, что позволяет измерять и фазовые характеристики. В процессе настройки предусматривается возможность поворота приемного устройства вдоль продольной оси с целью ориентировки плоскости поляризации приемных антенн вдоль основных осей поляризационного эллипса излучения антенны с покрытием в главном направлении для облегчения последующей обработки результатов. При измерении ближнего поля антенны, покрытой слоем диэлектрика, используется зонд емкостного типа, который перемещается в поле раскрыва. После детектирования сигналы со всех приемных антенн  $A_1, A_2, A_3, A_4, A_5$  могут регистрироваться.

Все измеряемые характеристики: угловое положение антенны  $A_1 - \theta$ , амплитудные диаграммы –  $f_b(\theta)$ ,  $f_{1,2,3}(\theta)$ , поляризационная диаграмма  $k_z(\theta)$ , фазовая диаграмма  $\varphi(\theta)$  в виде  $\cos \varphi(\theta)$  и  $\sin \varphi(\theta)$ , КСВ антенны, контрольный параметр воздействующего фактора записывается на светолучевом осциллографе. Методика получения поляризационной характеристики состоит в измерении амплитуд напряжений на выходах трех каналов приемных антенн для любого угла поворота; затем необходимо использовать или поляризационную номограмму или простые аналитические выражения [69]. Вычисление КПД антенны с диэлектрическим покрытием производится методом сравнения ее характеристик с характеристиками эталонной антенны, КПД которой может быть рассчитан и близок к единице.

Определение КПД этим методом требует значительного объема вычислений при обработке результатов измерения диаграммы направленности, особенно если она неосесимметрична, а излучаемая волна имеет эллиптическую поляризацию. Однако он является в этом случае единственным правильным, так как позволяет учесть все потери излучаемой мощности.

Для каждой антенны в зависимости от типа, размеров, длины волны и требуемой точности измерений существует минимальное расстояние  $r_{\min}$ , на котором диаграмма направленности получается практически (с принятой точностью) такой же, как и в дальней зоне. При нахождении  $r_{\min}$  исходят из требования точности определения диаграммы направленности и коэффициента усиления или из требований минимального значения квадратичного члена в выражении [64, 69]:

$$E_M = A \frac{e^{-ik_0 r}}{r} \iint_s E_s e^{-ik_0 (\rho_s^2/2r)} ds,$$

где  $E_M$  – вычисляемое поле излучения;  $E_s$  – поле в раскрыве;  $A$  – медленно меняющаяся функция;  $r'$  – расстояние от точек раскрыва антенны до удаленной точки  $M$ , в которой производится измерение поля излучения;  $\rho_s$  – проекция  $r'$  на плоскость раскрыва;  $r$  – расстояние от центра раскрыва до  $M$ . Можно показать, что при условии  $\rho_s^2/2r_{\min} \leq \lambda/16$  погрешность  $\Delta$  в распределении поля на расстоянии  $r_{\min}$  от распределения поля в дальней зоне не должна превышать 1%, а в определении коэффициента усиления  $\leq 2\%$ ;

$$\Delta = 1 - \left| \frac{E'_M}{E_M} \right| = 1 - \left| \frac{\iint_s E_s e^{-ik_0 (\rho_s^2/2r)} ds}{\iint_s E_s ds} \right|.$$

При  $E_s = \text{const}$

$$\begin{aligned} \Delta &= 1 - \frac{1}{s} \left| \iint_s e^{-ik_0 (\rho_s^2/2r)} ds \right| = \\ &= 1 - \left| \frac{4}{\pi a^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{a/2} e^{-ik_0 (\rho_s^2/2r)} \rho_s d\rho_s \right| = 1 - \left| \frac{1 - e^{-ik_0 (a^2/8r)}}{ik_0 \frac{a^2}{8r}} \right|. \end{aligned}$$

Так, например, для диаметров раскрыва антенн  $a \leq 50$  мм и  $r = 1500$  мм ( $\lambda = 8,2$  мм) относительная ошибка составит  $\leq 1\%$ . Коэффициент усиления  $G$  определяется из соотношения мощностей, которые пропорциональны квадратам напряженностей полей. Поэтому ошибку по коэффициенту усиления определяем по формуле [69]:

$$\Delta_G = 1 - \frac{\sin^2 \frac{k_0 a^2}{16r}}{\frac{k_0 a^2}{16r}} \leq 2\%.$$

Здесь также надо учитывать ошибки измерений за счет нелинейности детекторной характеристики, погрешности регистрирующей аппаратуры, наводки, нестабильности генератора. Суммарные ошибки  $G \leq 10\%$ .

Коэффициент полезного действия определяют по известному соотношению  $\eta = G/D$ , где  $D$  – коэффициент направленного действия. Коэффициент усиления находят методом замещения (сравнением с коэффициентом усиления эталонной антенны  $G_{эт}$ ):

$$G = G_{эт} \frac{E^2}{E_{эт}^2} \frac{KБВ_{эт}}{KБВ} \frac{U_{эт max}^2}{U_{max}^2},$$

где  $E$  – напряженность поля в точке приема;  $KБВ$  – коэффициент бегущей волны;  $U_{max}$  – максимальное напряжение на измерительной линии. Коэффициент направленного действия вычисляется по формуле

$$D = \frac{2}{\pi \int_0^\pi f^2(\theta) \sin^2 \theta d\theta},$$

где  $f(\theta)$  – осесимметричная нормированная диаграмма направленности. Знаменатель в этом выражении может быть найден численным или графическим интегрированием. Ошибка в определении  $D$  составляет  $\sim 10\%$ . Элементы измерительной установки выбираются такими, чтобы динамические ошибки измерений, связанные с малым временем измерения, были малы. Так, например, использование гальванометров светолучевого осциллографа с полосой пропускания 0–300 Гц позволяет зарегистрировать форму диаграммы направленности с точностью  $1-2^\circ$  при частоте вращения антенны 0,5 об/с. Остальные ошибки являются типичными для измерительных систем подобного типа. Ошибка за счет нелинейности сквозной характеристики приемного тракта, вызванная необходимостью работы второго детектора ( $D11, D12, D13, D16$ ) на малую (не более 20 Ом) нагрузку, не превосходит 3% при изменении уровня излучаемой мощности на 3–4 дБ. При большем изменении уровня возможна калибровка по поляризационному аттенюатору, включенному в тракт передающей антенны. Влияние окружающих предметов устраняется рациональной компоновкой аппаратуры, поглощающими покрытиями, наносимыми на элементы установки и предметы, находящиеся в зоне облучения. Произведенный анализ точности измерений характеристик излучения антенн с диэлектрическими покрытиями с помощью описанной установки (см. рис. 4.18) дает следующие значения погрешностей: при измерении диаграммы направленности –  $< 8\%$ ; при измерении КПД –  $\leq 20\%$ ; при измерении КБВ – 4–5%; в определении эллипса поляризации –  $\leq 10\%$ .

При определении КПД антенн с неосесимметричными диаграммами направленностей и излучаемой волной эллиптической поляризации необходимо производить измерения диаграммы направленности в любых плоскостях, проходящих через геометрическую ось антennы (рис. 4.19).

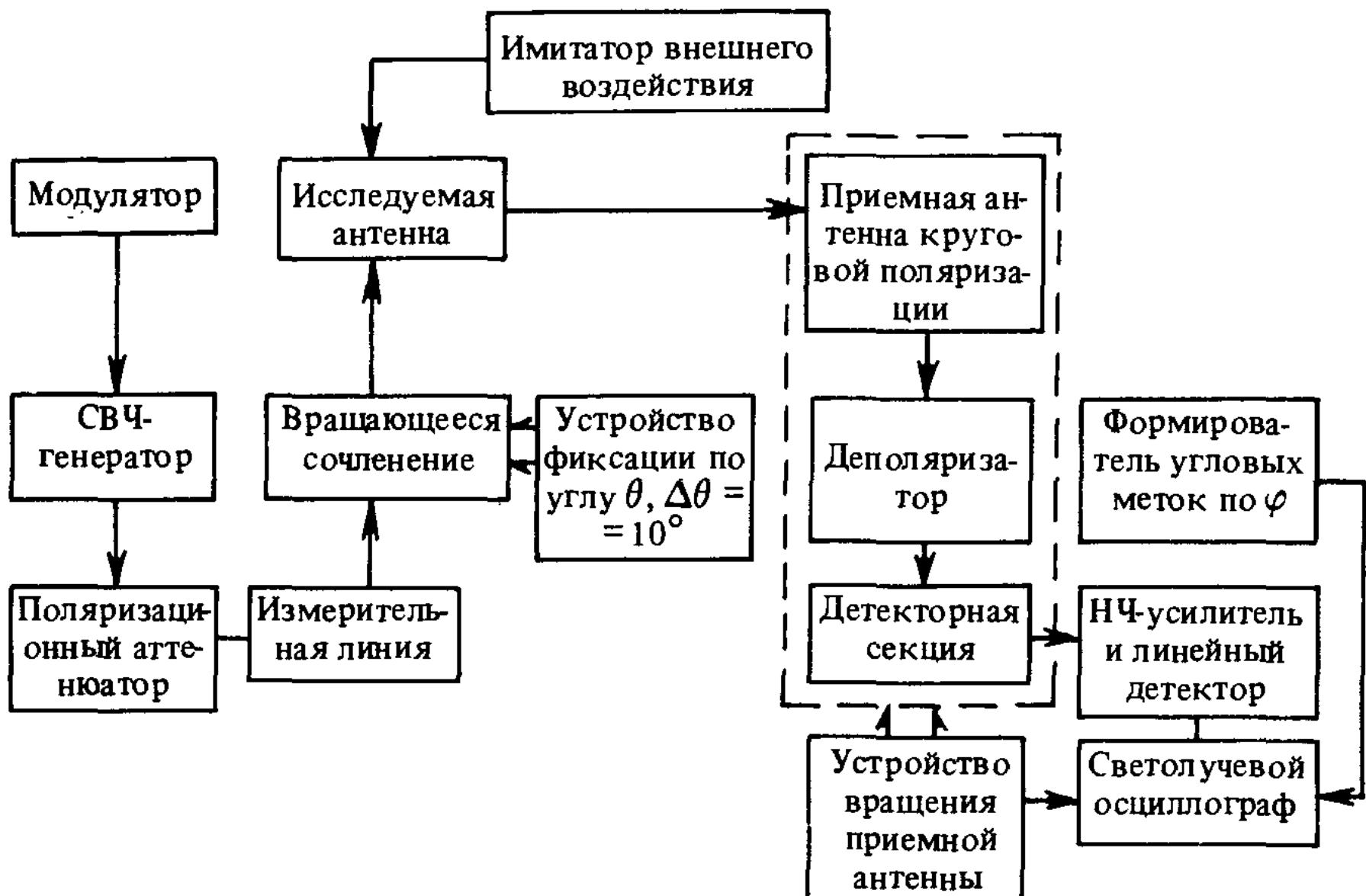


Рис. 4.19. Структурная схема установки для измерения КПД антенн эллиптической поляризации с неосесимметричными диаграммами направленности.

Передающая часть установки, содержащая антенну с покрытием, вращающиеся соединения, волноводный тракт и СВЧ-генератор в процессе измерения диаграммы направленности остается неподвижной. При настройке антenna может поворачиваться вокруг геометрической оси на  $360^\circ$  и крепиться в определенных угловых положениях с дискретностью  $10^\circ$ .

Приемная часть содержит коническую рупорную антенну, деполяризатор, волноводный тракт и детекторную секцию, работающую в режиме квадратичного детектирования. Приемная антenna совместно с приемным СВЧ-трактом поворачивается на угол  $270^\circ$  вокруг вертикальной оси, проходящей через предполагаемый фокус передающей антены, в горизонтальной плоскости. НЧ-часть состоит из НЧ-усилителя, линейного НЧ-датчика и светолучевого осциллографа, на котором производится запись измеренных диаграмм направленностей и углового положения приемной антены.

Такая конструкция измерительной установки позволяет производить измерения диаграммы направленности в любой плоскости, проходящей через ее геометрическую ось

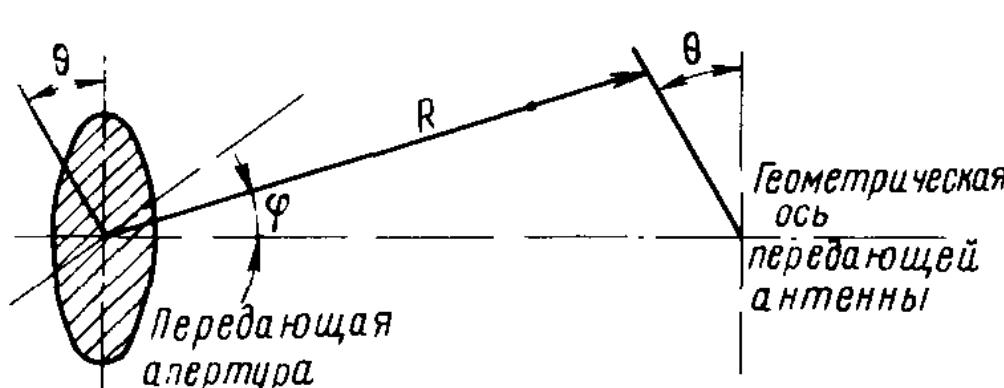


Рис. 4.20. Координатная система измерений. через ее геометрическую ось

при любой поляризации передающей антенны. Это позволяет улучшить обычную методику расчета КПД путем графического интегрирования, которая приспособлена для обработки информации о диаграммах направленности в двух ортогональных плоскостях  $E^2(\xi)$  и  $E^2(\zeta)$ . При этом объемная диаграмма направленности представляется в виде выражения  $E^2(\xi, \zeta) = E^2(\xi)E^2(\zeta)$ , которое справедливо только для осесимметричных диаграмм направленностей. Так как диэлектрическое покрытие при воздействии на него внешних факторов часто приводит к неосесимметричности диаграммы направленности, то рассматриваемая установка позволяет непосредственно измерять объемную, неосесимметричную диаграмму направленности. Методика расчета КПД состоит в следующем.

Суммарную мощность, излученную антенной можно определить как

$$P_{\text{изл}} = \iint_S [E_s H_s] ds,$$

где  $E_s$  и  $H_s$  – амплитуда полей на поверхности  $S$ , охватывающей передающую антенну.

Для дальней зоны

$$P_{\text{изл}} = \frac{1}{2Z_0} \iint_S |E_s|^2 ds \quad (4.29)$$

и излучаемую мощность можно записать как

$$P_{\text{изл}} = \eta P_{\text{п.п.}}, \quad (4.30)$$

где  $P_{\text{п.п.}}$  – полная подводимая к антенне мощность.

Если известны диаграммы направленности для двух антенн при одинаковой подводимой мощности, то КПД передающей исследуемой антенны из (4.30) и (4.29) можно определить в виде

$$\eta = \eta_{\text{эт}} \frac{\iint_S |E_s|^2 ds}{\iint_S |E_s|_{\text{эт}}^2 ds}. \quad (4.31)$$

Измерение на установке диаграмм направленностей выполняется в координатах  $\theta$  и  $\varphi$  (рис. 4.20), где  $\theta$  – угол поворота передающей антенны вокруг геометрической оси с дискретом  $\Delta\theta = 10^\circ$ . При этом элемент поверхности интегрирования можно представить как

$$ds = R^2 d\varphi d\theta \sin \varphi, \quad (4.32)$$

где  $R$  – радиус сферы интегрирования. Угол  $\theta$  может изменяться от 0 до  $2\pi$ , угол  $\varphi$  от 0 до  $\pi$ . Если учесть, что диаграммы направленности сосредоточены в области углов менее  $\pi$ , то формула (4.31) с учетом (4.32) записывается в виде

$$\eta = \eta_{\text{эт}} \frac{\int\limits_{\theta=0}^{\pi} \int\limits_{\varphi=0}^{\pi/2} |E_s|^2 \sin \varphi d\theta d\varphi - \int\limits_0^{\pi} \int\limits_{-\pi/2}^0 |E_s|^2 \sin \varphi d\theta d\varphi}{\int\limits_0^{\pi} \int\limits_0^{\pi/2} |E_s|_{\text{эт}}^2 \sin \varphi d\theta d\varphi - \int\limits_0^{\pi} \int\limits_{-\pi/2}^0 |E_s|_{\text{эт}}^2 \sin \varphi d\theta d\varphi}. \quad (4.33)$$

Поскольку детектор приемной антенны работает в квадратичном режиме, то записанные показания пропорциональны  $|E_s|^2$ . Для вычисления интегралов следует воспользоваться численным методом, непосредственно преобразуя их в сумму. Если при этом воспользоваться средним арифметическим для значения диаграммы направленности в центре элемента интегрирования, т. е. ввести линейную интерполяцию для значений диаграммы направленности в пределах каждого элемента интегрирования, то из (4.33) получим

$$\eta = \eta_{\text{эт}} \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |\overline{E_{m,n}}|^2 \sin \left[ \left( m - \frac{1}{2} \right) \Delta\varphi_m \right] \Delta\varphi_m \Delta\theta_n - \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^Q |\overline{E_{p,q}}|^2 \sin \left[ \left( p - \frac{1}{2} \right) \Delta\varphi_p \right] \Delta\varphi_p \Delta\theta_q}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |\overline{E_{m,n}}|_{\text{эт}}^2 \sin \left[ \left( m - \frac{1}{2} \right) \Delta\varphi_m \right] \Delta\varphi_m \Delta\theta_n - \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^Q |\overline{E_{p,q}}|_{\text{эт}}^2 \sin \left[ \left( p - \frac{1}{2} \right) \Delta\varphi_p \right] \Delta\varphi_p \Delta\theta_q}. \quad (4.34)$$

Здесь

$$\Delta\varphi_m = \frac{\pi}{2M}; \quad \Delta\varphi_n = \frac{\pi}{N}; \quad \Delta\varphi_p = -\frac{\pi}{2P}; \quad \Delta\theta_q = \frac{\pi}{Q};$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, M; \quad n = 0, 1, 2, \dots, N; \quad p = 0, 1, 2, \dots, P; \quad q = 0, 1, 2, \dots, Q;$$

$$|\overline{E_{m,n}}|^2 = \frac{|\overline{E_{m-1,n-1}}|^2 + |\overline{E_{m,n-1}}|^2 + |\overline{E_{m-1,n}}|^2 + |\overline{E_{m,n}}|^2}{4}.$$

Аналогично записывается  $|\overline{E_{p,q}}|^2$ . Пользуясь формулой (4.34), можно вычислить КПД антенны. Применение приемной антенны круговой поляризации определяет это использование, при этом поляризация исследуемой антенны – произвольная. Таким образом, при измерении КПД три приемных антенны (см. рис. 4.18, метод трех антенн) меняют на антенну круговой поляризации. В качестве эталонной антенны при линейной поляризации используют пирамидальный рупор с небольшим КСВ.

На рис. 4.21 приведены диаграммы направленности в ближней зоне круглого волновода диаметром 27 мм и штыревых антенн с различными цилиндрическими диэлектрическими вставками [58]. При исследовании антенн определялись распределение мощности в плоскости **H** на различных расстояниях от раскрыва и степень согласования со свободным пространством. То же самое проделывалось с антеннами, покрытыми диэлектрическим образцом толщиной 5,7 мм,  $\epsilon = 7,7$ . Ошибка при определении КСВ составляла не более 4%, а при снятии ДН – не более 10%. Сплошной

линией даны диаграммы направленности в ближней зоне антенн без диэлектрического образца, а штриховой и штрихпунктирной – с диэлектрическим образцом.

На рис. 4.21, *a* дана диаграмма направленности конца круглого волновода ( $a = 27$  мм, КСВ = 1,15) на расстоянии 5 мм от раскрыва (кривая 1), 10 мм (кривая 2) и 20 мм (кривая 3), штриховая линия соответствует диаграмме направленности антенны за диэлектрическим покрытием на расстоянии 10 мм, а штрихпунктирная той же диаграммы на расстоянии 4 мм. Видно, что боковые лепестки отсутствуют вплоть до уровня 20 дБ. Диаграмма направленности этой антенны с диэлектрическим покрытием уже, но боковые лепестки также отсутствуют.

На рис. 4.21, *b* показана диаграмма направленности штыревой диэлектрической антенны: кривая 1 – на расстоянии 2 мм от раскрыва; кривая 2 – на расстоянии 10 мм; штриховая линия соответствует диаграмме направленности за диэлектрическим образцом на расстоянии 3 мм, а штрихпунктирная той же диаграмме на расстоянии 10 мм. Основной лепесток диаграммы направленности этой антенны несколько уже, чем у конца круглого волновода, однако появляются боковые лепестки, доходящие до уровня 18 дБ, а в некоторых случаях до 16 дБ в зависимости от расстояния до торца диэлектрического штыря.

На рис. 4.21, *c* дана диаграмма направленности штыревой диэлектрической антенны, согласованной со свободным пространством и  $\epsilon = 2,61$ . Здесь кривая 1 соответствует диаграмме на расстоянии 16 мм от раскрыва, кривая 2 – расстоянию 26 мм, штриховая линия дает диаграмму направленности за диэлектрическим образцом на расстоянии 4 мм, а штрихпунктирная – на расстоянии 8 мм. Уровень боковых лепестков значительно ниже, чем у штыревых антенн, не согласованных со свободным пространством, однако основной лепесток существенно расширяется. Влияние полуволнового диэлектрического образца на диаграмму направленности этой антенны незначительно.

Диаграмма направленностей диэлектрической штыревой антенны с  $\epsilon = 10$ , не согласованной со свободным пространством, показана на рис. 4.21, *г*. Здесь кривая 1 соответствует диаграмме на расстоянии 2 мм от раскрыва, кривая 2 – на расстоянии 10 мм, штриховой линией дана диаграмма направленности за образцом на расстоянии 10 мм; характерно сужение основного лепестка, существенное возрастание уровня боковых лепестков, доходящее до 12–13 дБ, появление пульсации до уровня 10 дБ и меньше. Последнее, вероятно, можно объяснить наличием высших типов волн, появляющихся на неоднородности штырь – диэлектрическое покрытие.

Влияние толщины диэлектрического покрытия на коэффициент стоячей волны фидерной линии антенны можно проиллюстрировать на примере круглого волновода ( $\lambda = 8,2$  мм), покрытого материалом с  $\epsilon = 3,8$ :

$d$ , мм . . . . .	6,0	6,5	7,0	7,2	7,5	8,0
КСВ . . . . .	1,23	1,46	1,12	1,09	1,23	1,32

Наилучшее согласование наблюдается при  $d = 7,2$  мм.

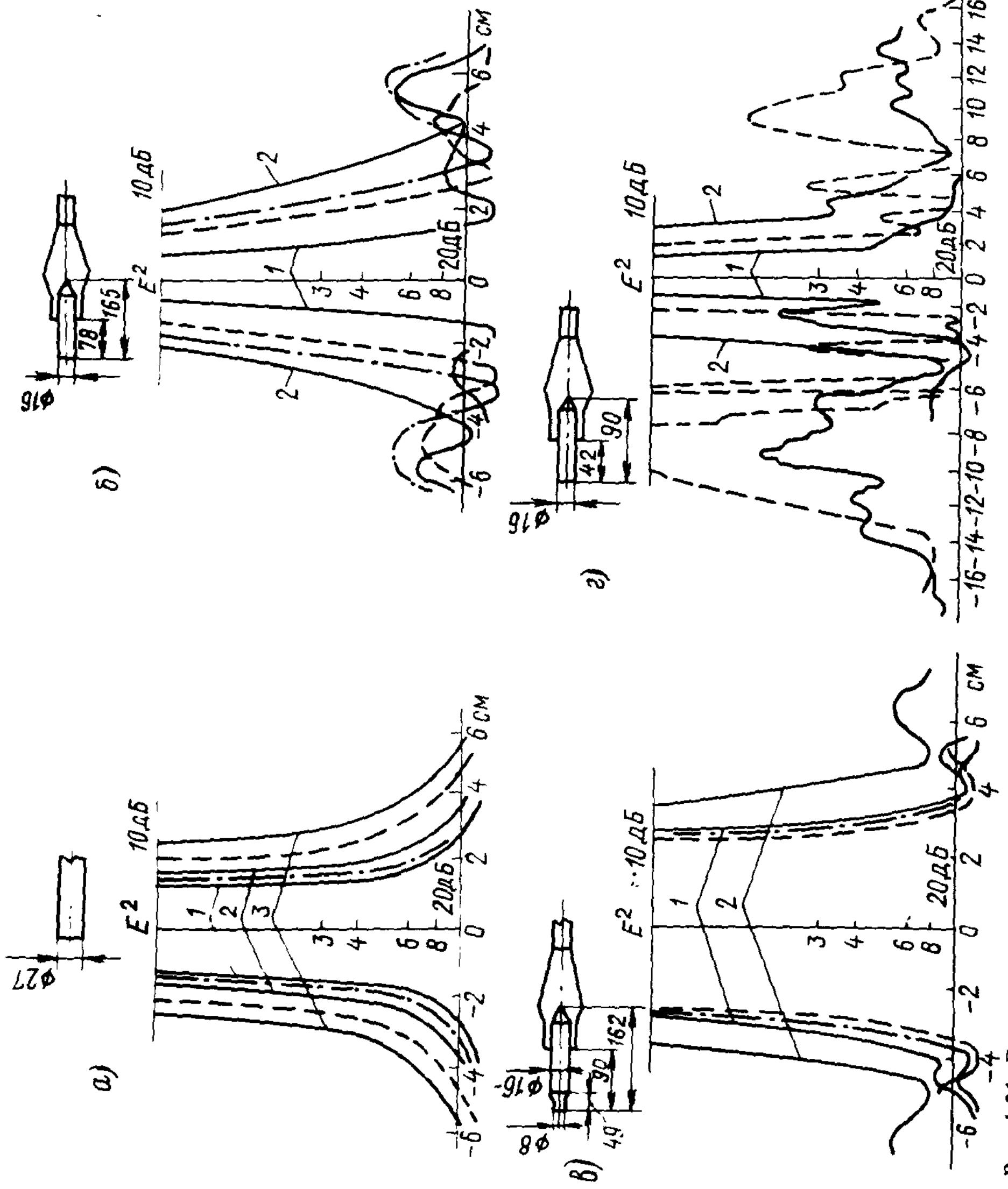


Рис. 4.21. Диаграммы направленности антенн с диэлектрическими покрытиями в ближней зоне.

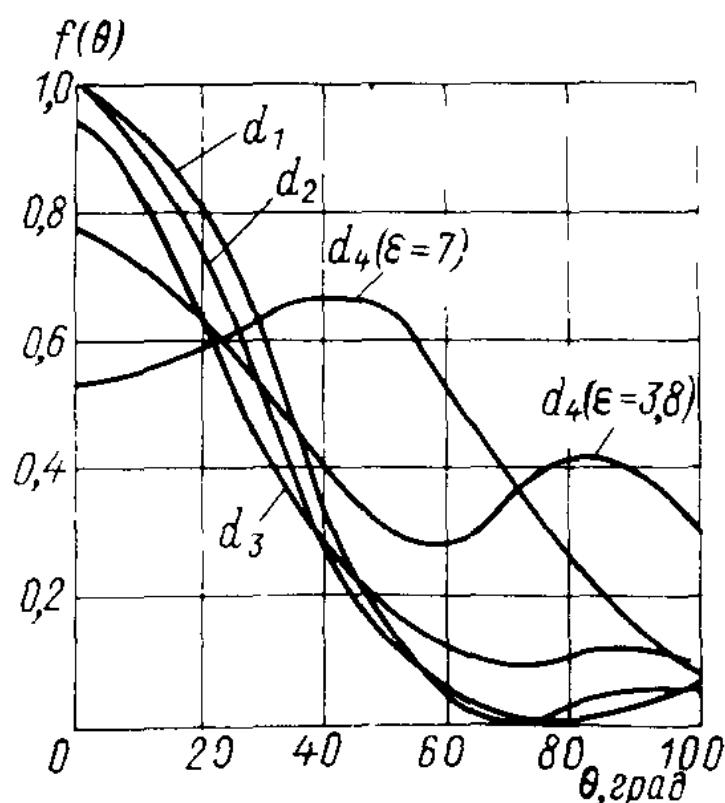


Рис. 4.22. Деформация диаграммы направленности при изменении толщины диэлектрического покрытия.

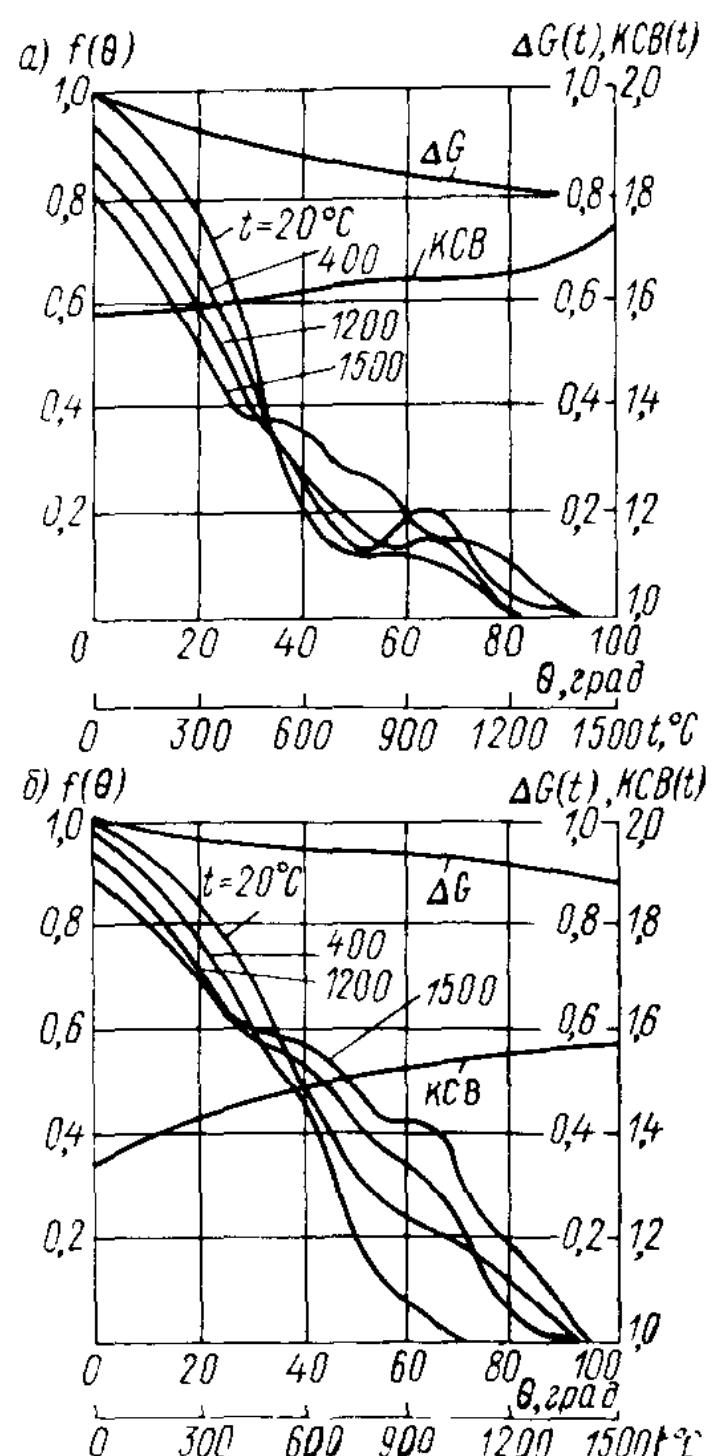


Рис. 4.23. Характеристики излучения антенн линейной поляризации при нагреве их диэлектрических покрытий. *а* – ниасит; *б* – кварц.

На рис. 4.22 показано изменение диаграммы направленности открытого конца круглого волновода с диэлектрическим покрытием ( $\epsilon = 3,8$ ) при разных его толщинах:  $d_4 > d_3 > d_2 > d_1$ . Диаграмма направленности значительно деформируется с увеличением толщины и ростом  $\epsilon$ .

На рис. 4.23 представлены результаты измерения характеристик излучения антенн миллиметрового диапазона длин волн в условиях высокотемпературного воздействия на диэлектрические покрытия. Темп нагрева – 40 град/с. Соответствующие толщины покрытий: 5 и 6,5 мм. Нагрев материалов производится при помощи системы дуговых плазматронов. Измерение поверхностной температуры на покрытии со стороны нагревателя осуществляется с помощью заделанных в материал термопар и пиromетра. Измерение диаграмм направленностей, девиации коэффициента усиления и коэффициента стоячей волны выполнялось для антенн линейной поляризации [44]. Из графиков видно, что с ростом температуры нагрева  $t$  наблюдается деформация диаграммы направленности, падение коэффициента усиления, рост КСВ.

Влияние свойств покрытия на antennу, излучающую волну с врачающейся поляризацией, видно из рис. 4.24. Здесь  $f_1(\theta)$  соответствует приемной антенне, плоскость поляризации которой горизонтальна,  $f_2(\theta)$  – вертикальна,  $f_3(\theta)$  – ориентирована под углом  $45^\circ$ . Кривые рис. 4.24, *a*

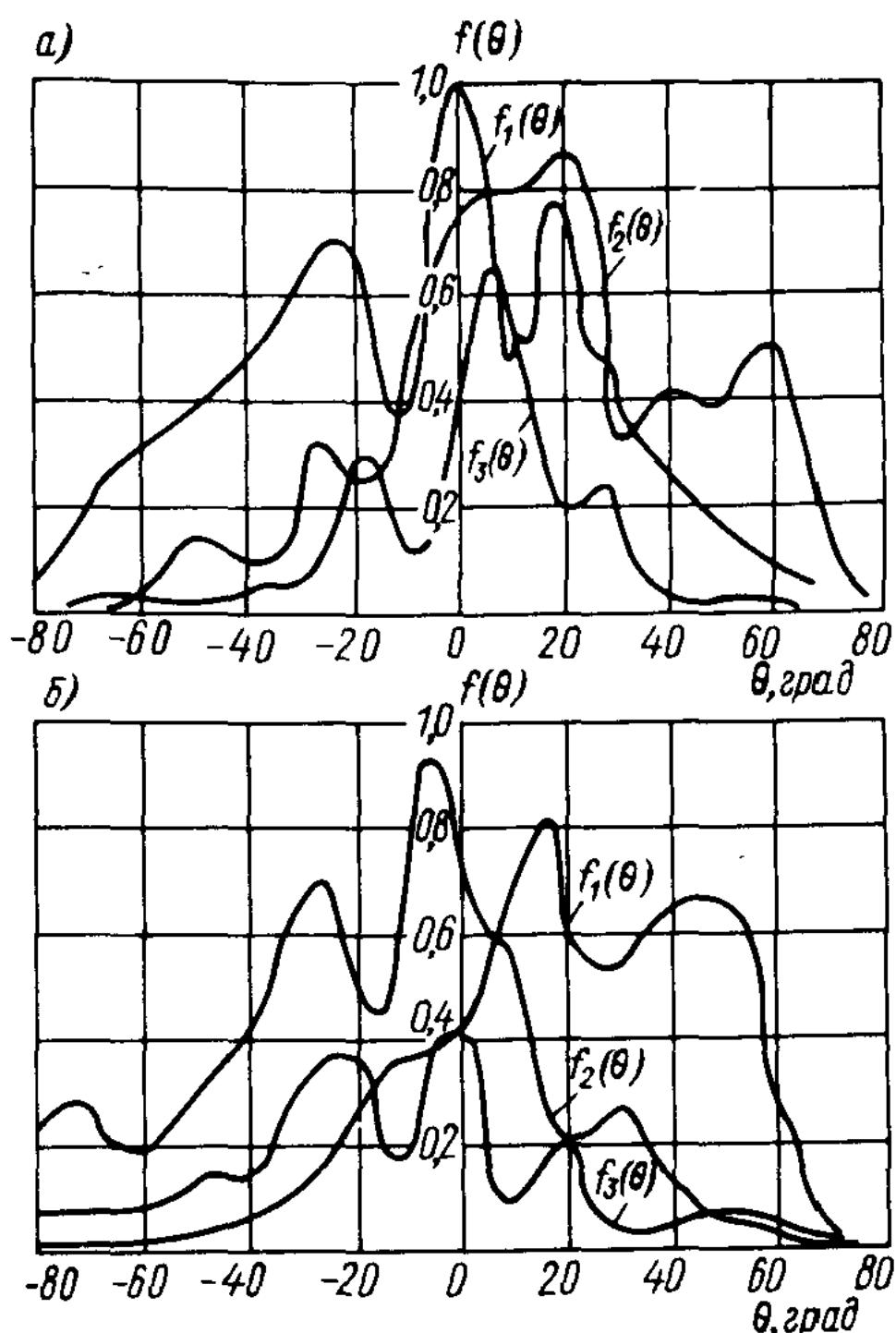


Рис. 4.24. Диаграммы направленностей антенн эллиптической поляризации с диэлектрическими покрытиями.

воздействии высоких температур на покрытие. Соответственно для рис. 4.24, *a* и *б* будет (относительно антенн без покрытия, у которой принято  $\eta = 1$ ):  $\eta = 0,86$ ;  $\eta = 0,74$ . Итак, при исследовании антенн в частном случае при высокотемпературном нагреве их покрытия наблюдается уменьшение КПД, рост КСВ в фидерном тракте, искажение диаграммы направленности (она становится более изрезанной, и глубина провалов увеличивается с ростом температуры), ухудшение поляризационных характеристик.

Рассмотренный экспериментальный метод позволяет исследовать характеристики излучения антенн с диэлектрическими покрытиями в условиях различных внешних факторов, адекватных натурным.

сняты при  $t = 20^\circ\text{C}$ , рис. 4.24, *б* – при  $t = 1500^\circ\text{C}$ . Темп нагрева – 100 град/с. В качестве материала покрытия использован кварц толщиной 5,0 мм. Исследуемая антenna – волноводного типа, запитываемая из фидера эллиптически поляризованной волной. Наблюдаются изменения поляризационной диаграммы направленности  $k_3(\theta)$  при нагреве покрытия антennы до высоких температур.

Исследование КПД антenn с диэлектрическими покрытиями показывает, что последнее вследствие изменения внутренней структуры из-за влияния действующих внешних факторов существенно уменьшают  $\eta$ . В соответствии с диаграммами направленностей, представленными на рис. 4.24, по вышеизложенной методике (см. рис. 4.19) можно определить КПД антennы в нормальном состоянии и при

#### § 4.6. Исследование слабонаправленных антenn эллиптической поляризации

Антennы, работающие с диэлектрическими покрытиями, могут быть различных типов. Большое применение находят волноводные антennы

[2, 4, 52, 53, 63]. Конструктивные реализации таких антенн представляют собой волноводные излучатели с плоским диэлектрическим покрытием на металлическом экране или без него, с диэлектрическими, часто металлизированными по боковой поверхности, вставками, устанавливаемыми за подлицо с материалом покрытия [14, 18]. Рассмотрим конструкции некоторых перспективных типов таких излучателей и их характеристики.

Поскольку все большее число современных систем радиолокации, радионавигации, радиосвязи и радиотелеметрии работает в миллиметровом диапазоне волн, перед проектировщиками встает задача разработки слабонаправленных антенн эллиптической поляризации. Известно, что амплитудно-изотропные антенны наиболее эффективны, так как потери на поляризационную неизотропность антены можно уменьшить. Однако создание таких антенн для работы в миллиметровом диапазоне связано со значительными трудностями. Дополнительные трудности возникают в связи с тем, что объект установки антены обычно создает затенения и может исказить ее диаграмму направленности. Поэтому в практических случаях для получения амплитудно-изотропного излучения используют antennу систему, каждый отдельный излучатель которой не обладает амплитудной изотропностью, но имеет достаточно широкую диаграмму направленности.

Обычные методы формирования квазизотропных антенн эллиптической поляризации в миллиметровом диапазоне трудно реализуемы. Это связано с технологической сложностью изготовления антенн малых размеров с высокой точностью. Приведем результаты исследований некоторых конструктивных вариантов таких антенн [13].

Основное внимание уделяется щелевым антеннам и антеннам в виде открытого конца круглого волновода с применением различных рассеивателей. При их формировании эллиптически поляризованный волна представляется в виде двух линейно поляризованных волн одной и той же частоты и с одним и тем же направлением распространения, с ортогональными плоскостями поляризации и временным сдвигом между ними, равным  $\pi/2$ . Антенные строят в виде двух совмещенных в одной конструкции антенн линейной поляризации, плоскости поляризации излучения которых ортогональны, а в питающем фидере возбуждается эллиптически поляризованная волна, направления полуосей поляризационного эллипса которой совпадают с направлением излучающих элементов и проходят в плоскостях симметрии антенн.

Рассмотрим две слабонаправленные антенны с крестообразными щелями. Одна из них представляет собой круглый волновод с металлическим фланцем, в центре которого выполнена полуволновая крестообразная щель. Диаметр фланца составляет  $2,25\lambda$ , ширина диаграммы направленности в плоскостях, проходящих через геометрическую ось антены и через каждую из щелей, – в среднем  $115^\circ$ . При этом коэффициент эллиптичности излучения в направлении оси антены равен 0,43, а коэффициент стоячей волны на входе поляризатора – 2,2.

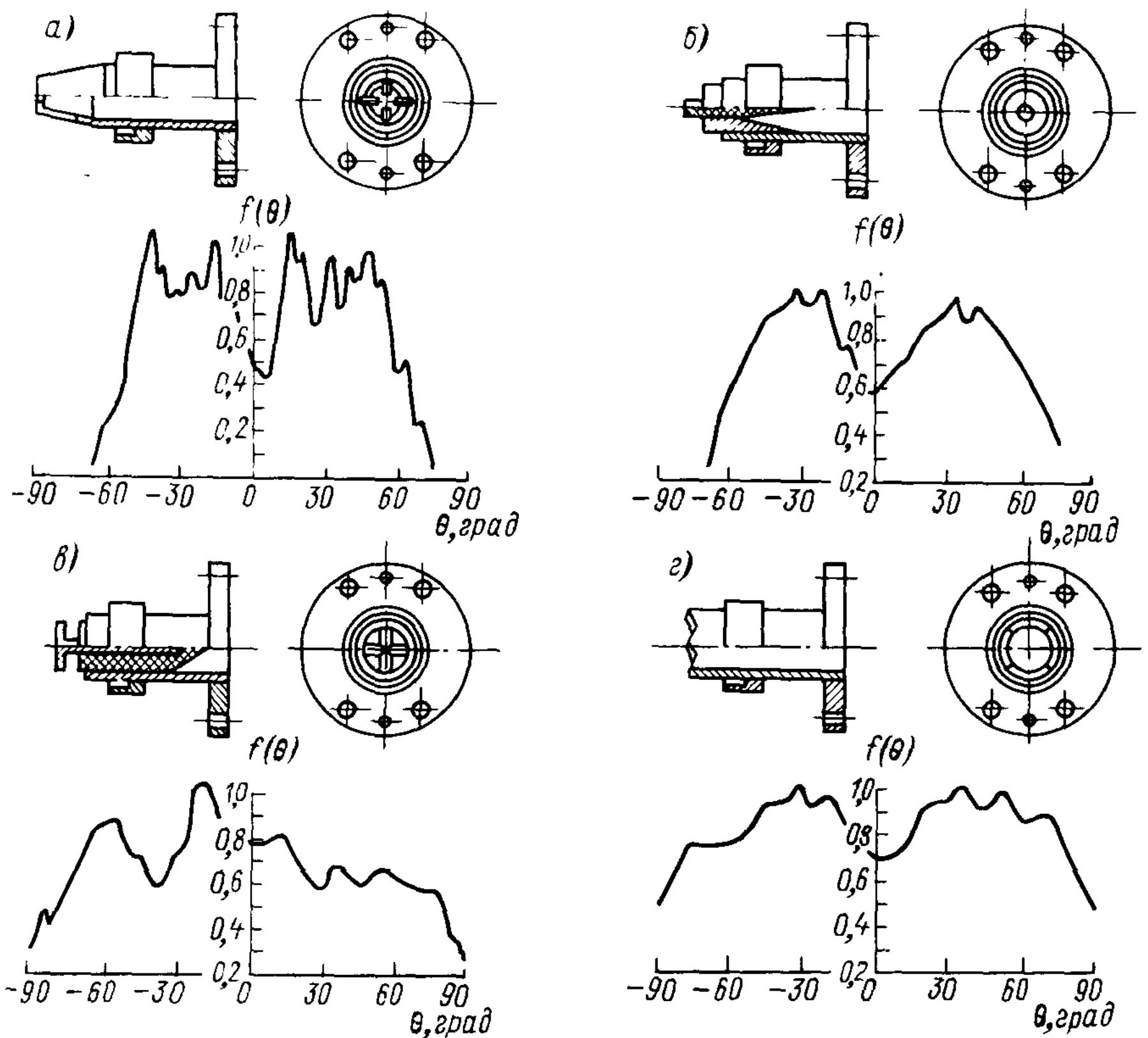


Рис. 4.25. Эскизы и диаграммы направленности слабонаправленных антенн эллиптической поляризации, используемых под диэлектрическими покрытиями: *а* – щелевая антенна; *б* – суженный круглый волновод; *в* – круглый волновод с вибраторными рассеивателями; *г* – круглый волновод с зубчатой кромкой.

Вторая щелевая антенна выполнена в виде комбинации щелей на торцевой и боковой стенках круглого волновода. Эскиз антенны показан на рис. 4.25, *а*, здесь же приведена экспериментальная диаграмма направленности, измеренная в плоскости, проходящей через ось антенны и через направление большой полуоси поляризационного злипса. Как показали исследования, ширина диаграммы направленности антенны составляет около  $110^\circ$ , а коэффициент эллиптичности в направлении оси и КСВ на входе поляризатора – соответственно 0,58 и 1,23. Нетрудно видеть, что ширина диаграммы направленности рассмотренных антенн почти одинакова и примерно на  $30^\circ$  превышает ширину диаграммы направленности одиночной полуволновой щели. В первой антенне расширение диаграммы происходит за счет подбора размеров фланца, а во второй – за счет применения

комбинации излучающих элементов. Увеличение КСВ первой антенны ведет к ухудшению ее настройки на максимальный коэффициент эллиптичности.

Был исследован ряд антенн в виде открытого конца круглого волновода. Известно, что ширина диаграммы направленности такой антенны в обеих плоскостях зависит от отношения диаметра раскрыва к длине волны, причем увеличивается при уменьшении этого отношения. Так, например, для получения диаграммы направленности шириной  $150^\circ$  радиус волновода должен составлять 2 мм. При этом необходимо использовать диэлектрическое заполнение, чтобы обеспечить распространение волны типа  $H_{11}$  в волноводе.

Антенна в виде суженного круглого волновода, заполненного диэлектриком, с открытым концом показана на рис. 4.25, б. Диаметр раскрыва антенны составляет  $0,3\lambda$ . Изменение положения диэлектрической вставки приводит к существенному изменению ширины диаграммы направленности. Наибольшая ширина диаграмм направленности по уровню половинной мощности в плоскостях, проходящих через геометрическую ось антенны и через полуоси поляризационного эллипса излучения, составляет  $135^\circ$ . При этом коэффициент эллиптичности равен 0,7, а коэффициент стоячей волны на входе поляризатора — 1,73.

Исследования показали, что применение различных конусных диэлектрических и металлических вставок и линз в открытом конце круглого волновода с диаметром раскрыва  $0,67\lambda$  незначительно влияет на ширину диаграммы направленности антенны.

Рассмотрим три типа антенн, в которых диаграмма направленности формируется рядом элементов — открытым концом круглого волновода и полуволновыми вибраторами.

1. Антенна в виде открытого конца круглого волновода с диаметром раскрыва  $0,67\lambda$ . На боковой стенке волновода в плоскости раскрыва размещены симметрично в радиальном направлении четыре полуволновых вибратора. При этом за счет малого возбуждения вибраторов диаграмма излучения слабо изменяется по сравнению с диаграммой излучения открытого конца волновода этого же раскрыва (происходит расширение диаграммы направленности по уровню половинной мощности на  $10^\circ$ ).

2. Антенна в виде открытого конца круглого волновода с диаметром раскрыва  $0,67\lambda$  с вибраторными рассеивателями (рис. 4.25, в). Для закрепления вибраторов и получения возможности перемещать их относительно раскрыва волновода здесь используются направляющая диэлектрическая втулка и металлический держатель. Внутренний размер держателя подбирается таким образом, чтобы в образующейся коаксиальной линии могли распространяться волны  $H_{11}$ , возбуждаемые волнами  $H_{11}$  в волноводе. Изменение положения вибраторов относительно раскрыва волновода приводит к существенному изменению вида диаграммы направленности антенны. Размещение вибраторов на расстоянии  $0,6\lambda$  от раскрыва

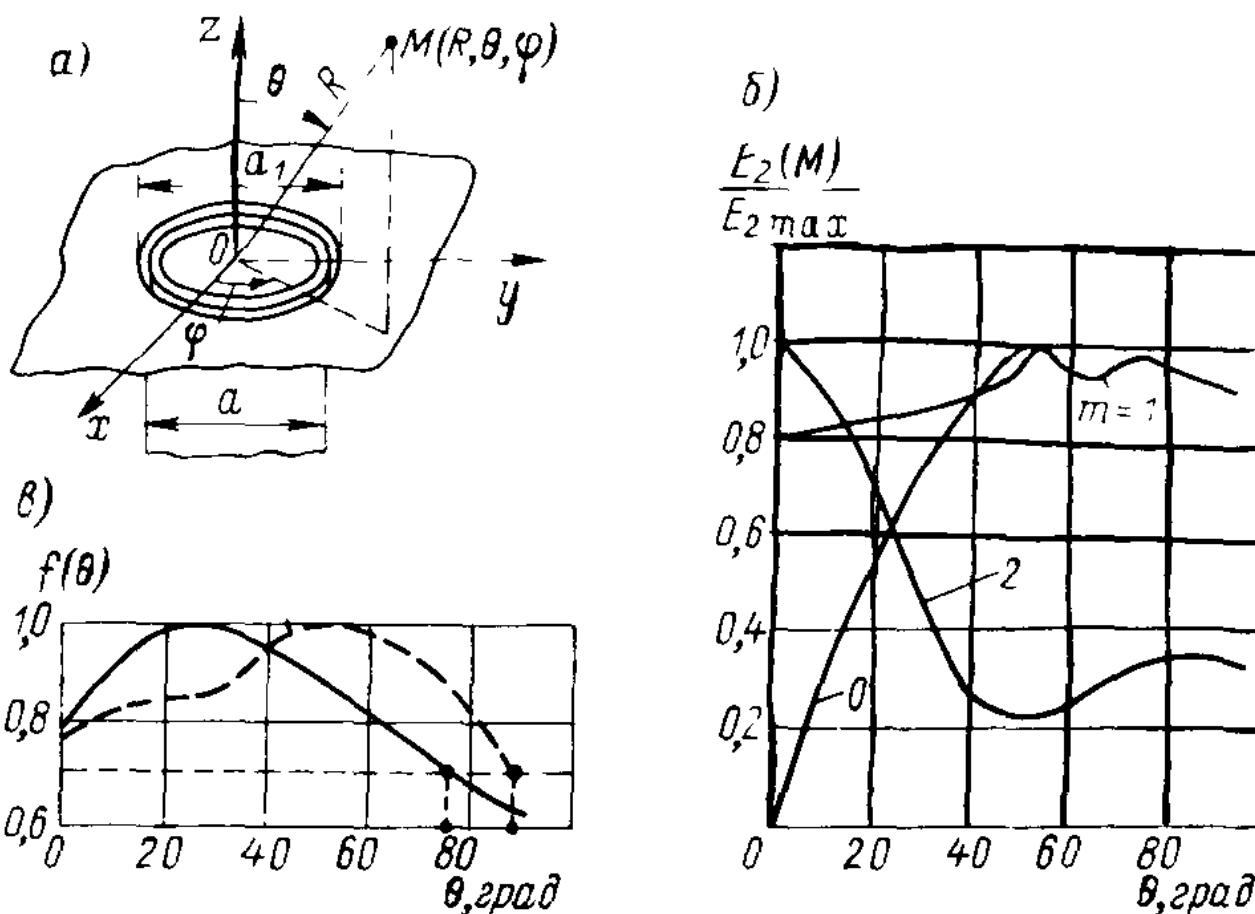


Рис. 4.26. К расчету слабонаправленного волноводного излучателя: *а* – модель излучателя; *б* – результаты расчета величин  $E_2(M)/E_{2 \text{ max}}$  для разных значений  $m$ ; *в* – диаграмма направленности круглого волновода с зубчатой кромкой.

волновода дает наибольшую ширину диаграммы направленности в плоскостях, проходящих через геометрическую ось и через вибраторы. Так, по уровню 3 дБ она составляет  $170^\circ$ . Коэффициент эллиптичности при этом равен 0,64, а коэффициент стоячей волны на входе Поляризатора – 1,98.

3. Антенна в виде открытого конца круглого волновода, в плоскости апертуры которого закреплены перпендикулярно друг к другу два рассеивателя в виде тонких вибраторов. Согласование вибраторов осуществляется четвертьвольновыми прорезями, выполненными в боковой стенке волновода. Ширина диаграммы направленности по уровню 3 дБ в плоскостях, проходящих через рассеиватели и геометрическую ось антенны, составляет  $140^\circ$ , а коэффициент эллиптичности и коэффициент стоячей волны на входе поляризатора равны 0,62 и 1,81 соответственно.

Ширина диаграммы направленности может быть увеличена путем создания условий для интенсивного затекания поверхностных токов на внешнюю поверхность стенок волновода у излучающего торца. Модель подобной конструкции представлена на рис. 4.26, *а* [25]. Излучающая система представляет собой круглую апертуру диаметром  $a$  в плоском идеально проводящем экране (плоскость  $xOy$ ), вдоль периметра которой расположена дополнительный кольцевой излучатель с внешним диаметром  $a_1$ . Диаграмма направленности  $f(\theta, \varphi)$  такой антенны определяется диаграммой направленности  $f_1(\theta, \varphi)$  открытого конца волновода с основным типом волны  $H_{11}$  и диаграммой направленности  $f_2(\theta, \varphi)$  кольцевого излучателя, т. е.

$$f(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi) + f_2(\theta, \varphi),$$

где

$$f_1(\theta, \varphi) = A \frac{\pi a^2}{4} \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \Lambda_1 \left( \frac{k_0 \alpha}{2} \sin \theta \right) - \text{в } E\text{-плоскости.}$$

Если плотность магнитного тока вдоль кольцевого излучателя задать в виде

$$\mathbf{j}^M = \varphi_0 j^M e^{im\varphi},$$

то вектор электрического поля  $\mathbf{E}_2(M)$  от него в точке наблюдения  $M(r, \theta, \varphi)$  будет равен

$$\mathbf{E}_2(M) = \frac{ik_0}{8\pi} \frac{e^{-ik_0 r}}{r} a_1 \int_0^{2\pi} [\mathbf{r} \cdot \mathbf{j}^M] e^{i(k_0 a_1/2) \sin \theta \cos \varphi} d\varphi. \quad (4.35)$$

Учитывая, что

$$[\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_0] = -\theta_0 \cos(\varphi - \varphi_0) + \varphi_0 \sin(\varphi - \varphi_0);$$

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{i(\kappa \cos \varphi - m\varphi)} d\varphi = (-i)^{-m} \pi [J_m(\kappa) + i\Omega_m(\kappa)];$$

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{i(\kappa \cos \varphi - m\varphi)} d\varphi = (-1)^{m+1} i^m \pi [J_m(\kappa) - i\Omega_m(\kappa)];$$

$$\int_0^{2\pi} e^{i(\kappa \cos \varphi - m\varphi)} d\varphi = (-1)^m i^m \left\{ (-i)^{2m} [J_m(\kappa) + i\Omega_m(\kappa)] + \right.$$

$$\left. + [-J_m(\kappa) + i\Omega_m(\kappa)] \right\},$$

где

$$\Omega_m(\kappa) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \sin(\kappa \sin \varphi - m\varphi) d\varphi -$$

— функция Ломмеля—Вебера;

$$J_m = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(\kappa \sin \varphi - m\varphi) d\varphi -$$

— функция Бесселя, выражение (4.35) можно преобразовать к виду

$$\mathbf{E}_2(M) = \frac{ik_0}{4} \frac{e^{-ik_0 r}}{r} a_1 j^M(i)^{-(m+1)} \times$$

$$\times \left\{ \theta_0 J'_m \left( \frac{k_0 a_1 \sin \theta}{2} \right) - i \varphi_0 m J_m \left( \frac{k_0 a_1 \sin \theta}{2} \right) \right\}.$$

Результаты расчета отношения  $\frac{E_2(M)}{E_{2\max}}$  представлены на рис. 4.26, б.

Как видно из рисунка, для формирования слабонаправленной диаграммы антенной системы целесообразно использовать возбуждение кольцевой апертуры при  $m = 0$ . Диаграмма направленности в этом случае будет иметь вид

$$f(\theta) = A_1 \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \Lambda_1 \left( \frac{k_0 a}{2} \sin \theta \right) + \\ + A_2 J_1 \left( \frac{k_0 a_1}{2} \sin \theta \right),$$

где  $A_1$  и  $A_2$ , равное  $|A_2| e^{j\Psi}$ , – коэффициенты, определяемые мощностью возбуждения круглой апертуры и кольцевого излучателя;  $\Psi$  – сдвиг по фазе между основным и дополнительным излучателем. Соотношение между коэффициентами  $A_2/A_1$ , обеспечивающее наибольшую ширину диаграммы направленности, может быть найдено методом последовательных приближений [9].

На рис. 4.26, в показана рассчитанная нормированная диаграмма направленности антенной системы при  $|A_2|/A_1 = 0,94$ ,  $\Psi \approx \pi/2$ ; это соотношение обеспечивает ширину диаграммы направленности на уровне половинной мощности около  $150^\circ$ . Такой диаграммой направленности обладает излучатель типа открытого конца волновода с зубчатой кромкой, представленный на рис. 4.25, г. На этом же рисунке приведена диаграмма направленности для волновода с четырьмя зубцами. Нормированная диаграмма направленности волновода с двенадцатью высокими зубцами показана на рис. 4.26, в (штриховые линии). Ширина диаграммы направленности на уровне половинной мощности здесь составляет более  $170^\circ$ . Регулирование ширины диаграммы направленности производится изменением высоты зубца и угла при его вершине. На величину КСВ в основном влияет их количество.

Рассмотрим результаты исследований цилиндрической спиральной антенны, герметизированной диэлектрическим покрытием, в режиме осевого излучения. Спираль радиусом  $0,2\lambda$  и длиной  $0,75\lambda$  запитывалась через жесткий коаксиальный кабель, в котором возбуждалась волна ТЕМ. Ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности в плоскости большой полуоси эллипса составляла  $52^\circ$ , а коэффициент эллиптичности и коэффициент стоячей волны на входе фидера равны соответственно 0,88 и 1,98 [13].

При проектировании антенн с диэлектрическими покрытиями интерес представляет использование плоских спиралей в качестве слабонаправленных антенн вращающейся поляризации различного назначения. Такие антенны характеризуются определенной некритичностью размеров и профиля излучающей структуры, а также большей простотой настройки и лучшей поляризационной характеристикой, чем волноводные излучатели.

В работе [67] приводятся результаты исследования плоской спиральной антенны, возбуждаемой посредством волновода прямоугольного сечения. Антenna представляет собой плоскую двухзаходную спираль, ветви которой подключают в центре антенны к внутреннему проводнику из жесткого коаксиала. Наружный проводник подключают к металлической стенке прямоугольного волновода, а противоположный конец внутреннего проводника через отверстие в стенке вводят внутрь волновода.

С целью упрощения конструкции и удобства изготовления спирали последняя выполняется в виде шестиугольной ломаной, вписанной на основании определенного закона в плоскую логарифмическую спираль. Для создания однона правленного излучения антenna имеет экран-резонатор, плоскость которого располагается на расстоянии  $3(\lambda/4)$  от плоскости спирали. Спираль располагается в диэлектрическом покрытии, заполняющем внутреннюю полость экрана-резонатора, к которому подпаивают наружный проводник коаксиала. Результаты измерений диаграммы направленности (диэлектрическая проницаемость покрытия  $\epsilon = 2,5$ ) следующие: ширина диаграммы направленности по половинной мощности –  $92^\circ$  и  $106^\circ$ ; коэффициент эллиптичности системы в осевом направлении – 0,8, в пределах главного лепестка диаграммы направленности – не ниже 0,4, КСВ – 1,2. В процессе исследований антены наблюдается влияние конусности отражающей поверхности экрана-резонатора на ширину диаграммы направленности. С увеличением угла конуса ширина диаграммы направленности увеличивается. Максимальная ширина диаграммы направленности для рассматриваемой антены формируется при плоской отражающей поверхности экрана-резонатора.

Экспериментальное исследование приведенных типов антенн эллиптической поляризации показывает, что перспективными слабонаправленными антеннами с диэлектрическими покрытиями с коэффициентами эллиптичности, не меньшими 0,5, и с КСВ, не большими 2, являются антены в виде комбинации щелей на торцевой и боковой стенках круглого волновода; в виде суженного, заполненного диэлектриком круглого волновода; в виде открытого конца круглого волновода с вибраторными рассеивателями; в виде открытого конца круглого волновода с зубчатой кромкой.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

---

Предложенные методики расчета и методы исследования антенн СВЧ с диэлектрическими покрытиями используются при проектировании радиосистем различного назначения. Они учитывают влияние на характеристики излучения диэлектрической защиты при различных воздействиях окружающей среды, в том числе и экстремальных. Их применение в значительной степени уменьшает число натурных испытаний.

С развитием судовой, авиационной и космической техники становятся все более жесткими требования к проектированию антенн. Рост скоростей полетов летательных аппаратов, возрастающее использование космических кораблей, увеличение глубин погружения подводных судов ведет к усилению защиты антенн от внешних воздействий, к разработке новых типов диэлектрических покрытий, расположенных в ближней зоне излучения. В основе проектирования антенных систем такой перспективной техники могут быть положены методы и результаты, изложенные в книге.

## УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. Аксютин Л. Р. Обледенение судов. Л., Судостроение, 1979.
2. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М., Мир, 1974.
3. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров. М., Наука, 1965.
4. Антенны и устройства СВЧ/Под ред. Д. И. Воскресенского, М., Сов. радио, 1972.
5. Антенны сантиметровых волн. Пер. с англ./Под ред. Я. Н. Фельда, т. 1. 2. М., Сов. радио, 1950.
6. Балашов В. М., Гулюшин В. Л., Красюк В. Н. Методы повышения качества диэлектрических изделий из радиопрозрачных материалов. – Электронная техника. Надежность и качество, 1982, № 5 (97), с. 36–38.
7. Балашов В. М., Красюк В. Н., Филип В. К. Автоматизация процессов измерения температурных зависимостей параметров СВЧ диэлектрических материалов. Л., ЛДНТП, 1982.
8. Баскаков С. И. Основы электродинамики. М., Сов. радио, 1973.
9. Бахрах Л. Д., Кременицкий С. Д. Синтез излучающих систем. М., Сов. радио, 1974.
10. Бенедикт Дж. Методы экспериментальной оценки свойств диэлектриков, применяемых для защиты антенн космических летательных аппаратов. – Радиоэлектроника за рубежом, 1968, вып. 15 (453), с. 20–26.
11. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
12. Взятышев В. Ф. Диэлектрические волноводы. М., Сов. радио, 1970.
13. Воробьев Е. А., Красюк В. Н., Трефилов Н. А. Исследование слабонаправленных антенн миллиметровых волн. – Рассеяние и дифракция радиолокационных сигналов и их информативность, 1976, вып. 2, с. 88–92.
14. Воробьев Е. А., Михайлов В. Ф., Харitonov A. A. СВЧ-диэлектрики в условиях высоких температур. М., Сов. радио, 1977.
15. Вычислительные методы в электродинамике/Под ред. Р. Миттры. М., Мир, 1977.
16. Вьюшкова Л. А. Исследование резонансных свойств продольной щели на широкой стенке прямоугольного волновода с волной  $H_{10}$ , укрытой диэлектрическим слоем. – Антенны, 1974, вып. 19, с. 118–126.
17. Гавеля Н. П., Истражкин А. Д., Муравьев Ю. К., Серков В. П. Антенны. Ч. II. Л., ВКАС, 1963.
18. Галиндо В., Грии К. Антенна для космических летательных аппаратов, обеспечивающая почти изотропное излучение с круговой поляризацией. – Зарубежная радиоэлектроника, 1967, № 1, с. 3–12.
19. Гулюшин В. Л. Комплексный коэффициент отражения системы „диэлектрическая панель–отражатель“ в функции параметров диэлектрической панели. – Расчет, конструирование и технология производства устройств СВЧ, 1977, вып. 111, с. 21–25.
20. Гулюшин В. Л. Расчет рабочих характеристик измерительного пространства в контактном методе измерения. – Рассеяние и дифракция радиолокационных сигналов и их информативность, 1981, вып. 4, с. 55–59.

21. Гулюшин В. Л., Коблов В. Л., Красюк В. Н. Расчет характеристик излучения СВЧ-антенн с диэлектрическими покрытиями для летательных аппаратов. – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Общетехническая, 1980, вып. 6, с. 72–84.
22. Гулюшин В. Л., Красюк В. Н. Ошибки измерения электрической толщины стенок диэлектрических изделий контактным методом. – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование, 1979, вып. 2, с. 117–123.
23. Гулюшин В. Л., Михайлов А. Г. Особенности работы и конструкций антенн для контактного измерения электрической толщины стенок диэлектрических изделий. – Расчет, конструирование и технология производства устройств СВЧ, 1977, вып. 111, с. 26–31.
24. Данилов Ю. Н., Красюк В. Н. Диаграмма направленности апертуры, закрытой двухслойной структурой с резко отличающимися параметрами. – Рассеяние электромагнитных волн, 1976, вып. 1, с. 155–162.
25. Данилов Ю. Н., Красюк В. Н. К расчету слабонаправленного волноводного излучателя. – Рассеяние и дифракция радиолокационных сигналов и их информативность, 1978, вып. 3, с. 112–115.
26. Данилов Ю. Н., Красюк В. Н. Определение эквивалентных параметров неоднородного диэлектрического покрытия излучающей апертуры. – Цифровые и аналоговые методы обработки сигналов, 1977, вып. 120, с. 48–51.
27. Данилов Ю. Н., Красюк В. Н., Сергиенко А. В. Оценка влияния двухслойной структуры на проводимость излучающей апертуры. – Цифровые и аналоговые методы обработки сигналов, 1977, вып. 120, с. 52–54.
28. Даутов О. Ш., Дерюжова И. И., Раддиг Ю. Ю. Влияние диэлектрического покрытия на диаграмму направленности и сопротивление излучения синфазной кольцевой щели. – Микроэлектроника, 1978, вып. 2, с. 56–60.
29. Даутов О. Ш., Туишев М. А. Возбуждение слоя диэлектрика кольцом магнитного тока. – Микроэлектроника, 1978, вып. 2, с. 73–77.
30. Жук М. С., Молочков Ю. Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. М., Энергия, 1973.
31. Замятин В. И. Антенные обтекатели. Минск, БГУ, 1980.
32. Каплун В. А. Обтекатели антенн СВЧ. М., Сов. радио, 1974.
33. Коблов В. Л., Красюк В. Н. Особенности расчета характеристик излучения волноводных антенн с диэлектрическими покрытиями с потерями. – Рассеяние радиолокационных сигналов и их информативность, 1982, вып. 5, с. 151–158.
34. Коблов В. Л., Красюк В. Н., Трескунов А. Л. Расчет характеристик излучения волноводных антенн с диэлектрическими покрытиями. – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Общетехническая, 1982, вып. 5, с. 76–86.
35. Коблов В. Л., Красюк В. Н., Трескунов А. Л. Расчет диаграмм направленностей СВЧ-антенн с неоднородными диэлектрическими покрытиями. – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Общетехническая, 1982, вып. 4, с. 114–119.
36. Коблов В. Л., Красюк В. Н., Трескунов А. Л. Расчет диаграммы направленности кольцевой щелевой антенны с многослойным диэлектрическим покрытием. – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование, 1983, вып. 1, с. 80–85.
37. Коблов В. Л., Красюк В. Н., Трескунов А. Л. Расчет характеристик излучения плоского волновода с многослойным диэлектрическим покрытием. – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование, 1983, вып. 1, с. 85–91.
38. Красюк В. Н. К вопросу надежности радиолиний гиперзвуковых летательных аппаратов. – Прикладные задачи рассеяния и дифракции радиолокационных сигналов, 1974, вып. 1, с. 60–65.
39. Красюк В. Н., Вилькс Э. К. Излучение волновода через слой диэлектрика с потерями. – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование, 1982, вып. 1, с. 27–29.

40. Красюк В. Н., Вилькс Э. К. Излучение плоского волновода через слой диэлектрика на волнах типа  $H$ . – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование, 1982, вып. 2, с. 80–83.
41. Красюк В. Н., Вилькс Э. К. Излучение плоского волновода через слой диэлектрика на волнах типа  $E$ . – Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудования, 1982, вып. 3, с. 13–17.
42. Красюк В. Н., Гулюшни В. Л. Матрицы и графы в технике расчета СВЧ-конструкций РЭА (учебное пособие). Л., изд. ЛИАП, 1982.
43. Красюк Н. П., Дымович Н. Д. Электродинамика и распространение радиоволн. М., Высшая школа, 1974.
44. Красюк В. Н., Михайлов В. Ф. Измерение на СВЧ параметров жаростойких материалов методом свободного пространства. – В кн.: Применение огнеупорных материалов в технике. Мат-лы 2-го Всесоюз. совещания, Л., изд. Всесоюз. ин-та огнеупоров, 1976, с. 256–257.
45. Красюк В. Н., Пясткии А. В. Особенности зондирования на СВЧ плазмы с пространственно-временной периодичностью концентрации электронов. – Рассеяние радиолокационных сигналов и их информативность, 1984, вып. 7, с. 48–53.
46. Красюк В. Н., Сергеенко А. В., Сапрыкин К. К. Исследование на СВЧ лабораторной плазмы методом свободного пространства. – Расчет, конструирование и технология производства устройств СВЧ, 1977, вып. 111, с. 109–111.
47. Красюк В. Н., Смириова С. Ю., Трескунов А. Л. Влияние диэлектрического покрытия на диаграмму направленности круглого волновода в металлическом экране, излучающего на волне  $H_{01}$ . – Рассеяние и дифракция радиолокационных сигналов, 1985, вып. 8, с. 18–26.
48. Красюк В. Н., Смириова С. Ю., Трескунов А. Л. Применение преобразований Ханкеля к расчету характеристик излучения круглого волновода в проводящем экране. – Прикладные задачи электродинамики и оценка параметров СВЧ-сигналов, 1984, вып. 138, с. 26–34.
49. Красюк В. Н., Трефилов Н. А. Метод измерения параметров диэлектриков при нестационарном нагреве. – В кн.: Мат-лы III Всесоюз. НТК по измерению электромагнитных характеристик материалов на ВЧ и СВЧ. Новосибирск, 1975, с. 7–8.
50. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. Т. 1, 2. М., Мир, 1984.
51. Кузицков Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., Машиностроение, 1965.
52. Кюи Р. Микроволновые антенны. Л., Судостроение, 1967.
53. Марков Г. Т. Антенны. М., Госэнергоиздат, 1960.
54. Марков Г. Т., Васильев Е. Н. Математические методы прикладной электродинамики. М., Сов. радио, 1970.
55. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М., Энергия, 1967.
56. Мартин Дж. Вход в атмосферу. М., Мир, 1969.
57. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. М., Мир, 1974.
58. Нуйкии В. В. Экспериментальные результаты исследования ближнего поля антенн. – Расчет, конструирование и технология производства устройств СВЧ, 1977, вып. 111, с. 116–120.
59. Обтекатели антенн. Пер. с англ./Под ред. А. И. Шпунтова, М., Сов. радио, 1950.
60. Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М., Машиностроение, 1976.
61. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М., Энергия, 1976.
62. Пригода Б. А., Кокунько В. С. Обтекатели антенн летательных аппаратов. М., Машиностроение, 1970.
63. Резников Г. Б. Антенны летательных аппаратов. М., Сов. радио, 1967.

64. Сканирующие антенные системы. Пер. с англ./Под ред. Г. Т. Маркова и А. Ф. Чаплина, т. 1. М., Сов. радио, 1966.
65. Сколник М. Введение в технику радиолокационных систем. М., Мир, 1965.
66. Современные проблемы антенно-волноводной техники/Под ред. А. А. Пистолькорса. М., Наука, 1967.
67. Тимирев Н. П., Красюк В. Н. Слабонаправленная антенна вращающейся поляризации миллиметрового диапазона волн. – Рассеяние и дифракция радиолокационных сигналов и их информативность, 1976, вып. 2, с. 107–113.
68. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 1, 2. М., Мир, 1978.
69. Фрадин А. З., Рыжков Е. В. Измерение параметров антенно-фидерных устройств. М., Связь, 1972.
70. Bailey M. C., Swift C. T. Input admittance of a circular waveguide aperture covered by a dielectric slab. – IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1968, v. AP-16, N4, p. 386–391.
71. Bharadwaja K. S. Applications of variational methods and Hankel transforms in aperture antennas. – Proceed. NMSU, Las Cruces, 1973.
72. Crosswell W. F., Cockrell C. R. Aperture antennas radiating into a dielectric slab. – Proceed. Langley Research Center, Hampton, 1970.
73. Crosswell W. F., Rudduck R. C., Hatcher D. M. The admittance of a rectangular waveguide radiating into a dielectric slab. – IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1967, v. AP-15, N5, p. 627–643.
74. Crosswell W. F., Taylor W. C., Swift C. T., Cockrell C. R. The input admittance of a rectangular waveguide – fed aperture under an inhomogeneous plasma. – IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1968, v. AP-16, N4, p. 475–487.
75. Jones J. E. The influence of air-gap tolerances on the admittance of a dielectric-coated slot antenna. – IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1969, v. AP-17, N1, p. 63–68.
76. Kuhlmann E. A. Space Shuttle antenna design and development. Proceed. McDonnell DAC, 1976.
77. Larsen R. P. Scattering of a TE surface wave by a semi-infinite grounded dielectric slab. Proceed. Crumman A. C., 1976.
78. Rudduck R. C., Yu C. L., Lam D. H. Circular waveguide technique for measuring absorber panels. – Proceed. Oh. S. U., Columbus, 1972.
79. Samaddar S. N. Radiation from a circular waveguide flush-mounted to a ground plane covered by a plasma or a dielectric slab. – Annalen der Physik, 7. Folge, Bd 25, Hft 1, 1970, p. 56–79.
80. Second International Conference on Electromagnetic Windows. Paris, 1971.
81. Wu P. C. P. Integral equation for the radiation from a waveguide through a dielectric slab. – IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1969, v. AP-17, N6, p. 733–739.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

---

	Предисловие . . . . .	3
<b>Глава 1</b>	<b>УСЛОВИЯ ЭКСПЛУАТАЦИИ АНТЕНН</b>	
	<b>С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОКРЫТИЯМИ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЙ</b>	4
	§ 1.1. Особенности функционирования антенн с диэлектрическими покрытиями . . . . .	4
	§ 1.2. Сверхвысокочастотные диэлектрические покрытия антенн . . . . .	5
	§ 1.3. Изменение электрических свойств диэлектриков в процессе эксплуатации . . . . .	10
	§ 1.4. Методы исследования влияния диэлектрических покрытий на излучение антенн . . . . .	13
	§ 1.5. Возбуждение диэлектрических покрытий антенн . . . . .	24
<b>Глава 2</b>	<b>РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ОДНОРОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН . . . . .</b>	34
	§ 2.1. Особенности представления электромагнитных полей во внешнем полупространстве . . . . .	34
	§ 2.2. Влияние покрытия на излучение из апертуры в проводящем экране . . . . .	38
	§ 2.3. Влияние покрытия на излучение из плоского волновода . . . . .	51
	§ 2.4. Излучение из круглого волновода с покрытием . . . . .	67
	§ 2.5. Излучение из прямоугольного волновода с покрытием . . . . .	77
	§ 2.6. Влияние воздушного зазора на излучение антенн . . . . .	87
<b>Глава 3</b>	<b>РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ И МНОГОСЛОЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН . . . . .</b>	89
	§ 3.1. Влияние неоднородного и многослойного покрытий на излучение из апертуры в проводящем экране . . . . .	89
	§ 3.2. Влияние многослойного покрытия на излучение из кольцевой щели . . . . .	98
	§ 3.3. Влияние многослойного покрытия на излучение из плоского волновода . . . . .	102
<b>Глава 4</b>	<b>ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНЫЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ПОКРЫТИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН . . . . .</b>	108
	§ 4.1. Возможности экспериментально-расчетного метода . . . . .	108

§ 4.2. Методы измерения параметров диэлектриков на СВЧ
§ 4.3. Исследование радиотехнических характеристик диэлектрических покрытий при имитации воздействий окружающей среды . . . . .
§ 4.4. Контроль электрической толщины диэлектрических покрытий . . . . .
§ 4.5. Исследование характеристик излучения антенн с диэлектрическими покрытиями . . . . .
§ 4.6. Исследование слабонаправленных антенн эллиптической поляризации . . . . .
Заключение . . . . .
Указатель литературы . . . . .

**Владимир Николаевич Красюк  
АНТЕННЫ СВЧ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОКРЫТИЯМИ  
(ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА И ПРОЕКТИРОВАНИЯ)**

---

Заведующий редакцией А. Д. Старков  
Редактор Т. Н. Сморкалова  
Художественный редактор О. П. Andresev  
Технический редактор О. Ю. Война  
Корректор В. Ю. Самохина  
Обложка художника В. В. Белякова  
ИБ № 1112

Подписано в печать 5.12.85. М-30925. Формат 60 x 84 1/16. Бумага офсетная. №1.  
Печать офсетная. Усл.-печ. л. 10,25. Усл. кр.-отт. 9,76. Уч.-изд. л. 10,6. Тираж 2600.  
Изд. № 4007-84. Заказ 826 Цена 55 коп.

Набрано в издательстве „Судостроение“ на композиторе ИБМ МС оператором Лебедевой Т. В.

Издательство „Судостроение“, 191065, Ленинград, ул. Гоголя, 8.

Тульская типография Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР  
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Тула, пр. Ленина, 109.

**В 1985 г. В ИЗДАТЕЛЬСТВЕ „СУДОСТРОЕНИЕ“  
ВЫХОДИТ КНИГА:**

**ВОРОБЬЕВ Е. А. Основы конструирования судовых устройств СВЧ. 1985.—  
17 л., 1 р. 10 к.**

В данной работе обобщены сведения о расчете и конструировании сверхвысокочастотных (СВЧ) устройств. Главное внимание уделено вопросам оптимизации конструкций СВЧ по различным критериям: способам повышения их надежности, технологичности. Раскрыта проблема микроминиатюризации устройств СВЧ.

Книга предназначена для специалистов по проектированию и изготовлению устройств СВЧ.