

## 8. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СКАНИРОВАНИЕМ ЛУЧА

### 8.1. Общие сведения о ФАР

**8.1.** Дать определение понятию: антенная решетка (АР) с электрическим сканированием (ЭС), фазированная антенная решетка (ФАР), АР с частотным сканированием и АР с комбинированным сканированием.

**8.2.** Перечислить остальные признаки классификации и области применения АР.

**8.3.** Составить обобщенную структурную схему АР–ЭС и сформулировать функции входящих в нее делителей мощности (ДМ), устройства управления (УУ) и ЭВМ.

**8.4.** Оценить возможности АР–ЭС на примере использования их в многоцелевых РЛС. Отметить какие свойства АР–ЭС сообщают РЛС большую дальность действия, высокие точность измерения и разрешающую способность по угловым координатам, возможность совершать обзор пространства по жесткой или гибкой программе и т.п. Привести примеры обзора по гибкой программе. Сравнить инерционность механического, электромеханического и электрического сканирования.

**8.5.** Рассмотреть принцип действия ФАР. Обосновать (математически и физически), почему луч ФАР всегда отклоняется в сторону отставания фазы, возбуждающей элементы решетки.

**8.6.** На рис. 8.1 показаны нормированные ДН идеального и реально одиночных излучателей, множителя решетки и всей АР с учетом ДН одиночного излучателя. Указать, какими цифрами обозначены перечис-

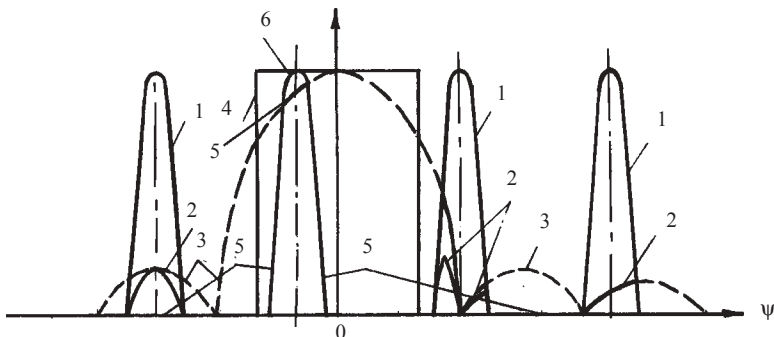


Рис. 8.1

ленные ДН, а также основной лепесток и дифракционные (побочные) лепестки множителя решетки?

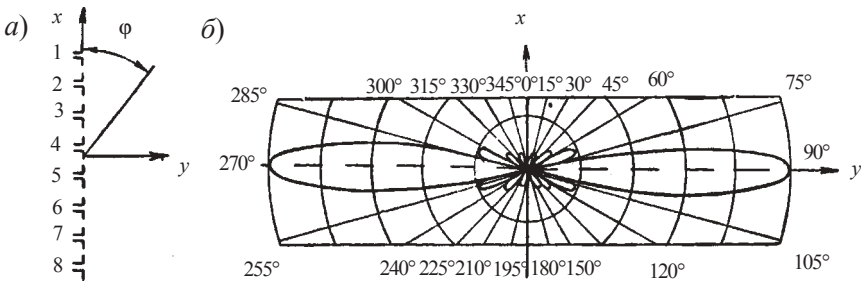
**8.7.** Описать, как подбором относительного шага решетки  $d$  можно повлиять на дифракционные максимумы ДН ФАР. Рассмотреть частные случаи:  $d > \lambda$ ;  $d = \lambda$ ;  $d = 0,75\lambda$ ;  $d < 0,5\lambda$ .

**8.8.** Вывести формулу единственности главного лепестка ДН.

**8.9.** Вывести формулы минимально допустимого числа изотропных излучателей ФАР.

**8.10.** Описать нормированную ДН линейной равномерной эквидистантной ФАР, получаемую в случае слабонаправленных излучателей.

**8.11.** Рассчитать ДН в горизонтальной плоскости линейной системы синфазных излучателей, состоящей из восьми полуволновых вибраторов ( $n = 8$ ) на расстоянии  $\lambda/2$  друг от друга (рис. 8.2, а).



**Рис. 8.2**

*Решение.* ДН рассчитывается по уравнению

$$f_{\text{л.с}}(\varphi) = f_1(\varphi) f_n(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \varphi\right)}{n \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}$$

Антенна не излучает в направлениях, соответствующих

$$\cos \varphi_0 = \frac{2p}{n} = \frac{p}{4}, \text{ где } p = 1, 2, 3, 4.$$

Отсюда

$$\varphi_0 = 0^\circ; 41^\circ 36'; 60^\circ; 75^\circ 34'.$$

Результаты расчета ДН приведены в табл. 8.1.

Таблица 8.1

$\varphi$ , град	90	85	80	70	65	60	50	45
$f_1(\varphi)$	1,0	0,996	0,978	0,923	0,87	0,817	0,695	0,629
$f_n(\varphi)$	1,0	0,82	0,39	-0,225	-0,17	0	0,14	0,094
$f_{л.с}(\varphi)$	1,0	0,81	0,38	-0,205	-0,143	0	0,1	0,045

Нормированная ДН линейной системы изображена на рис. 8.2, б.

**8.12.** Определить направления максимального излучения главного лепестка ДН в линейной системе излучателей, расположенных на расстоянии  $d = \lambda/2$  друг от друга, для значений сдвига по фазе между токами

в соседних излучателях, равного  $\psi = 0^\circ$ ;  $0,86\pi$ ;  $\frac{\pi}{2}$ ;  $\pi$  ?

*Решение.* Направления максимального излучения главного лепестка ДН определяется из соотношения

$$\cos \theta_m = \frac{\Psi}{kd}, \text{ где } k = 2\pi/\lambda; d = \lambda/4.$$

Подставляя заданные значения фазового сдвига, получим направления излучения, представленные в табл. 8.2 и на рис. 8.3.

Таблица 8.2

$\psi$ , рад	0	$\pi/2$	$0,86\pi$	$\pi$
$\theta_m$ , град	90	60	30	0

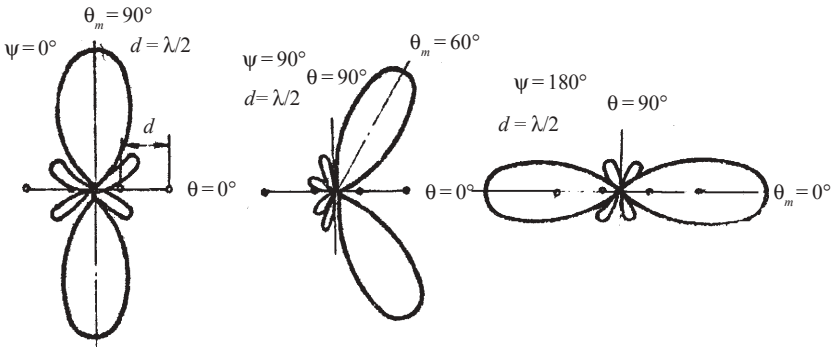


Рис. 8.3

**8.13.** В каких случаях целесообразно применять остронаправленные излучатели в ФАР и в какой мере это позволяет увеличить относительный шаг решетки  $d/\lambda$ ?

**8.14.** Вывести и физически обосновать следующую формулу КНД равномерной эквидистантной ФАР:  $D_0 = \pi N \cos \theta_m$ .

**8.15.** Описать внешнее взаимодействие излучателей и последствия, к которым оно приводит: искажение ДН и уменьшение КНД ФАР.

**8.16.** Описать, как сказывается на работе ФАР внутреннее взаимодействие излучателей.

**8.17.** Доказать приближенную зависимость

$$G_1(\varphi_m, \theta_m) = \frac{4\pi S_1}{\lambda^2} \cos \theta_m \left[ 1 - \Gamma_0^2(\varphi_m, \theta_m) \right], \quad (8.1)$$

где  $G_1(\varphi_m, \theta_m)$  ДН одного элемента АР по мощности при условии, что возбуждена не вся решетка, а только этот элемент (остальные элементы подключены к согласованным нагрузкам);  $\Gamma_0(\varphi_m, \theta_m)$  – зависимость входного коэффициента отражения полностью возбужденной решетки от направления максимума главного луча  $\varphi_m, \theta_m$ ;  $S_1$  – площадь раскрыва АР, приходящаяся на один элемент.

**8.18.** Какого рода приближения допущены при выводе зависимости (8.1)? При каком условии можно считать, что коэффициент усиления  $N$ -элементной АР в  $N$  раз больше коэффициента усиления одного элемента? Какой вывод следует из предположения, что генераторы, питающие излучатели, точно согласованы с распределительной системой?

**8.19.** Описать теоретическое и практическое значение зависимости (8.1). Какими способами можно использовать эту зависимость для получения характеристики направленности АР с учетом взаимодействия излучателей решетки? Какой из способов получил наибольшее распространение?

**8.20.** Что называется “ослеплением” АР в направлении  $(\varphi_m, \theta_m)$ , и при каком значении коэффициента отражения  $\Gamma_0(\varphi_m, \theta_m)$  это происходит? Чему равен коэффициент  $\Gamma_0(\varphi_m, \theta_m)$ , когда совсем нет взаимного влияния излучателей?

**8.21.** Какой должна быть ДН излучателя, чтобы в процессе сканирования все время сохранялось согласование в АР? Какие другие меры можно рекомендовать для ослабления вредного взаимодействия АР?

**8.22.** Заполнить пропуски соответствующими словами и математическими символами: *входные, больше, меньше, подавления, сканирова-*

ния,  $\sqrt{\cos\theta}$ , других, фазовым, прямоугольника, запитывается, КПД, перестройки, искажают, нагрузках, согласование.

ФАР называется АР, в которой управление \_\_\_ распределением в раскрыве производится с помощью \_\_\_ при неизменной рабочей частоте. АР с частотным \_\_\_ называется АР, в которой фазовое распределение в раскрыве управляется путем изменения \_\_\_ сигнала. Это требует согласованной \_\_\_ передатчика и приемника. Ширина луча линейной сканирующей АР тем меньше, чем \_\_\_ сектор сканирования и \_\_\_ шаг решетки и число излучателей в ней.

Идеальная ДН одного излучателя АР, с точки зрения \_\_\_ дифракционных максимумов, имеет форму \_\_\_ ( $F_1(\theta) = 1$ ). Ширина прямоугольника равна сектору \_\_\_. С точки зрения устранения \_\_\_ излучателей идеальная ДН излучателя  $F_1(\theta) =$  \_\_\_. Взаимное влияние излучателей АР выражается, во-первых, в том, что если только один из них \_\_\_, то от него \_\_\_ и другие, а их поля \_\_\_ ДН первого излучателя. Во-вторых, волны, возникающие в \_\_\_ излучателях, частично поглощаются в их \_\_\_, что снижает \_\_\_ АР. В третьих, изменяются \_\_\_ сопротивления излучателей, а следовательно, нарушается \_\_\_ их с фидером распределительной системы АР.

**8.23.** На рис. 8.4, а, б показаны схемы ФАР с проходным и отражательным делителями мощности (ДМ) оптического типа. Указать обозначения фазовращателей проходного и отражательного ДМ, облучателя, волны облучателя и выходной волны, собирающей (коллекторной) решетки излучателей и переизлучающей решетки.

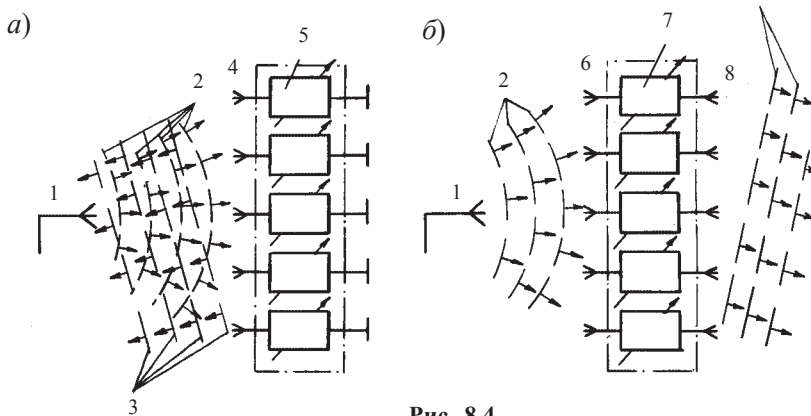


Рис. 8.4

**8.24.** Как классифицируются схемы построения ФАР?

**8.25.** Описать проходную и отражательную схемы ДМ оптического типа. Почему проходная схема построения ФАР называется иначе линзовой (рефракционной), а отражательная схема – зеркальной (рефлекторной)?

**8.26.** Сравнить проходную и отражательную схемы ДМ, отметить их преимущества и недостатки. Какого типа облучатели наиболее пригодны для использования в ДМ оптического типа?

**8.27.** Какие схемы ДМ называются схемами закрытого тракта. Описать последовательную схему ДМ. Почему эту схему используют преимущественно в компактных малоэлементных ФАР, имеющих простое устройство управления сканированием?

**8.28.** Описать параллельную схему ДМ. Какие недостатки имеет эта схема и чем обусловлены преимущества ее перед последовательной схемой? Какие качества параллельной схемы ДМ делают ее особенно пригодной для ФАР летательных аппаратов?

**8.29.** Описать особенности реактивной (“жесткой”) и согласованной (“мягкой”) схем питания ФАР. Привести примеры реализации этих схем. Отметить преимущества и недостатки “жесткой” и “мягкой” схем.

**8.30.** Сравнить ДМ закрытого и оптического типов и отметить области их применения.

**8.31.** На примере последовательно возбуждаемой решетки излучателей описать принцип частотного сканирования. Показать, что он требует дисперсионности фидера и зависимости от частоты относительного шага решетки (последнее – при ненулевых лучах).

**8.32.** Дать определение понятия “углочастотная чувствительность”. Какие условия необходимы для получения высокой углочастотной чувствительности? Привести технические данные ФАР с эффективным частотным сканированием.

**8.33.** Описать схему волноводно-щелевой АР с частотным одномерным сканированием. Чем достигается синфазность возбуждения щелей и какие меры принимаются для получения высокой углочастотной чувствительности?

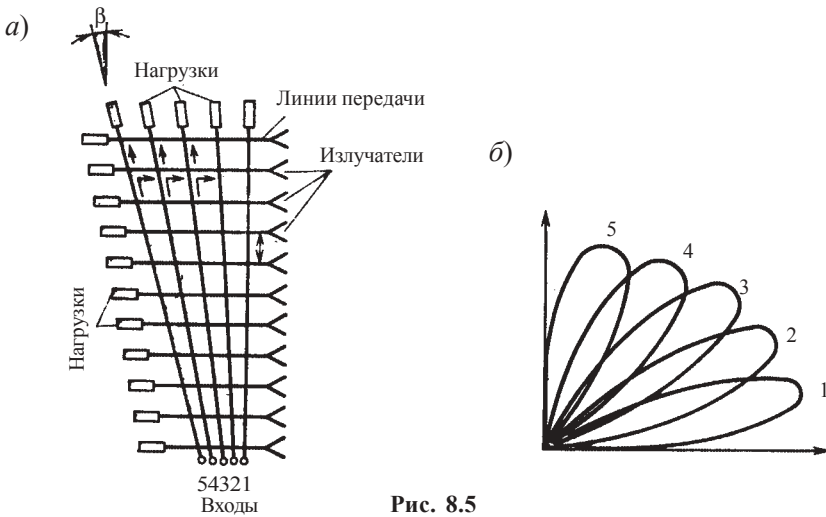
**8.34.** Описать устройство волноводно-щелевой АР с двумерным частотным сканированием. Привести пример АР с растровым сканированием луча.

**8.35.** Описать структурную схему многолучевого частотного сканирования, применяемого в трех координатной РЛС. Как измеряются углы места целей в таких РЛС?

**8.36.** Описать преимущества и недостатки частотного сканирования по сравнению с фазовым сканированием. Отметить наиболее характерные области применения частотного сканирования?

**8.37.** Составить структурную схему многолучевой антенной решетки. Что называется диаграммообразующими матричными схемами (ДОС) и как они классифицируются?

**8.38.** На рис. 8.5, *а* изображена многолучевая антенная решетка последовательного питания и формируемые главные лепестки ДН – на рис. 8.5, *б*. Описать последовательную ДОС. Как обеспечивается ею требуемое фазовое распределение в раскрыве ФАР для каждого луча?



**Рис. 8.5**

**8.39.** На рис. 8.6, *а* изображена многолучевая антенна параллельного питания и формируемые главные лепестки – на рис. 8.6, *б*. Описать параллельную ДОС. По каким формулам рассчитывается количество мостовых схем и фазовращателей, входящих в параллельную ДОС? Показать, к примеру, какой эффект вызывает управляющий сигнал, поданный на вход 3 схемы.

**8.40.** Определить сколько содержится мостовых схем, фиксированных фазовращателей, входов и лучей при параллельной ДОС 16-элементной ФАР.

*Решение.* Искомые величины вычисляются по следующим формулам:

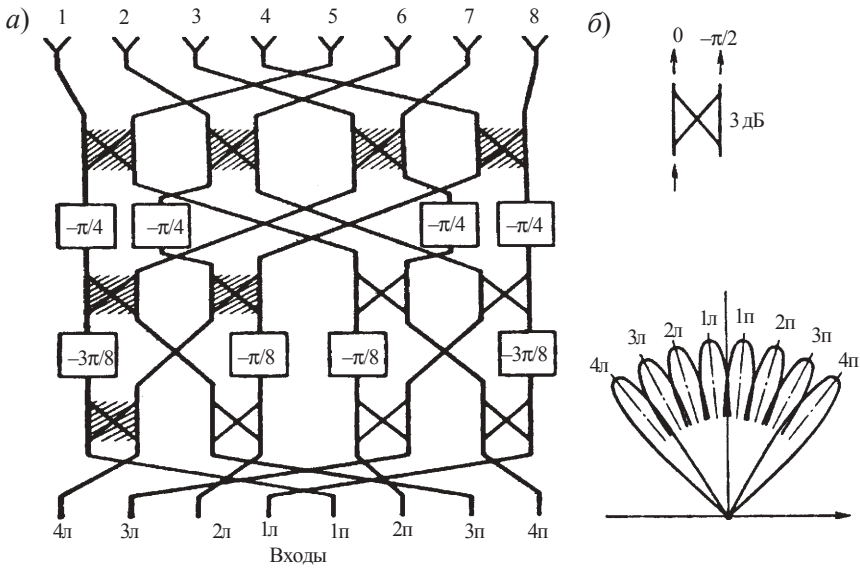


Рис. 8.6

количество мостовых схем  $\frac{N}{2}(\log_2 N) = \frac{16}{2}(\log_2 16) = 32$ ,

фазовращателей  $\frac{N}{2}(\log_2 N - 1) = \frac{16}{2}(\log_2 16 - 1) = 24$ ,

Здесь число входов и лучей  $N$  равно 16 (числу излучателей).

**8.41.** Решить задачу, аналогичную 8.40, применительно к 32-элементной ФАР.

*Ответ.* Антенна содержит 80 мостовых схем (направленных ответвителей), 64 фазовращателя, 32 входа и 32 луча.

**8.42.** Отметить, в чем преимущества и недостатки последовательной и параллельной ДОС.

**8.43.** Какие возможности имеют РЛС с многолучевыми ФАР?

**8.44.** ФАР как первичное звено обработки сигналов. Перечислить методы такого рода обработки.

**8.45.** Описать метод подавления боковых лепестков ДН с помощью ненаправленной антенны и логической схемы “да-нет”.

**8.46.** Описать корреляционную ФАР. Показать, что корреляционная обработка сигналов в ФАР эквивалентна удлинению решетки и, как следствие, обострению ее ДН.



**8.47.** Описать назначение, структурную схему и принцип работы самофазирующихся (самонастраивающихся) антенных решеток. Какой эффект дает самофазирование АР?

**8.48.** Описать назначение и принцип работы пассивной переизлучающей антенной решетки на примере пассивной решетки Ван Атта.

**8.49.** Какие АР называются синтезированными и в чем выражается производимая в них пространственно-временная обработка сигналов?

**8.50.** Отметить особенности выпуклых сканирующих решеток.

**8.51.** Дать определение и классификацию активных фазированных антенных решеток (АФАР). Какие функции выполняет модуль АФАР в общем случае? Какие активные приборы используются в модуле?

**8.52.** Описать адаптированную антенну типа активной переизлучающей АР. Составить структурную схему решетки и описать взаимодействие элементов.

**8.53.** Обобщить сведения о многоэлементных решетках АР–ЭС. Выучить основные выводы о потенциальных возможностях, преимуществах, недостатках и областях применения АР–ЭС.

## 8.2. Элементная база ФАР

**8.54.** Перечислить элементную базу ФАР, виды и разновидности применяемых элементов и устройств.

**8.55.** Описать устройство электромеханического проходного фазовращателя с плавным изменением фазы.

**8.56.** Описать аналоговый взаимный ферритовый фазовращатель Реджиа-Спенсера.

**8.57.** Какие отличительные особенности имеют ферритовые тороидальные сердечники, как оценивается форма их гистерезисной петли? Какими средствами ослабляется влияние температурной нестабильности ферритов на работу ФАР с ферритовыми фазовращателями?

**8.58.** Описать устройство и принцип работы проходного ферритового фазовращателя дискретного действия. Показать, что с  $m$ -разрядного фазовращателя можно снять  $2^m$  дискретных значений фазового сдвига. Почему выбирают не одинаковыми длину секций фазовращателя?

**8.59.** Описать аналоговый ферритовый фазовращатель коммутационного типа.

**8.60.** Привести краткие сведения о коммутирующих элементах полупроводниковых фазовращателей. Какая составляющая полного сопротивления диода – активная или реактивная – изменяется главным обра-

зом при коммутации  $p$ - $n$ -диода (варактора) и  $p$ - $i$ - $n$ -диода? Какой из них предпочтительнее для применения в фазовращателях дискретно-коммутационного типа?

**8.61.** Описать устройство и принцип работы отражательного полупроводникового фазовращателя в волноводном исполнении. Эквивалентная схема фазовращателя приведена на рис. 8.7.

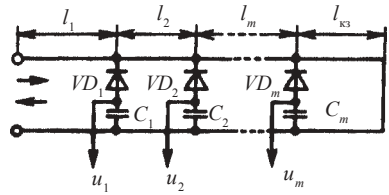


Рис. 8.7

**8.62.** Описать схемы (принципиальную и эквивалентную) проходного полупроводникового фазовращателя типа нагруженной линии в микрополосковом (интегральном) исполнении и топографию одной секции ФВ.

**8.63.** В схеме фазовращателя типа нагруженной линии шунтирующая реактивность имеет емкостный или индуктивный характер. В каком случае эта реактивность создает эффект удлинения и в каком – укорочения основной линии?

*Решение.* Если шунтирующая реактивность емкостная, то она вызывает замедление передачи фазы в секции, а это эквивалентно удлинению линии. Если же реактивность индуктивная, то она уменьшает электрическую длину линии.

**8.64.** Почему в фазовращателе типа нагруженной линии каждая секция содержит не одну, а две одинаковые шунтирующие реактивности, которые включают с интервалом  $\Lambda_0/4$ , и как они выполняются практически?

*Решение.* Шунтирующие реактивности обычно выполняются в виде шлейфов. При коммутации знак реактивности за счет емкости диода меняется на обратный. Каждая реактивность вызывает в линии отраженные волны, но так как в секции две реактивности и находятся они на расстоянии  $\Lambda_0/4$ , то отраженные от них волны почти полностью компенсируются в основной линии (разности хода волны  $2\Lambda_0/4 = \Lambda_0/2$  соответствует сдвиг фазы  $180^\circ$ ).

**8.65.** На рис. 8.8, а и б показаны эквивалентная схема дискретно-коммутационного полупроводникового фазовращателя на переключаемых согласованных отрезках МПЛ длиной  $l_1$ ,  $l_2$  и пример выполнения его конструкции. На схеме (рис. 8.8, б) обозначены: 1 –  $p$ - $i$ - $n$ -диоды; 2 –

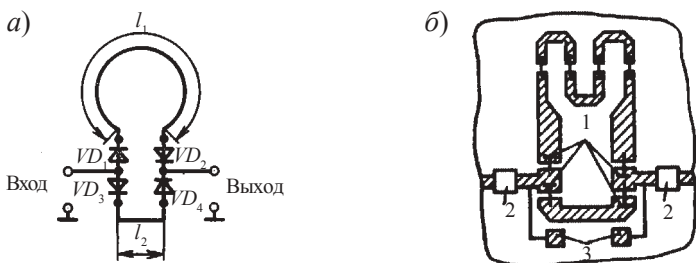


Рис. 8.8

разделительные конденсаторы; 3 – контактные площадки для подачи управляющих сигналов. Описать работу схемы и доказать, что получаемый скачок фазы  $\Delta\psi = \frac{2\pi(l_2 - l_1)}{\Lambda}$ .

*Решение.* При положительном управляющем напряжении ( $U_{упр} > 0$ ) открыты диоды  $D_1, D_2$  и через них и отрезок  $l_1$  сигнал СВЧ проходит с входа ( $u_1$ ) на выход ( $u_2$ ) фазовращателя. Смена полярности напряжения ( $U_{упр}$ ) на отрицательную вызывает запираение диодов  $D_1, D_2$  и отпираение диодов  $D_3, D_4$ , в связи с чем сигнал СВЧ проходит через отрезок  $l_2$ . За счет разности хода волн ( $l_2 - l_1$ ) получается скачок фазы  $\Delta\psi = \beta_{л}(l_2 - l_1) = \frac{2\pi(l_2 - l_1)}{\Lambda}$ , где  $\Lambda$  – длина волны в МПЛ, а  $\beta_{л}$  – коэффициент фазы в ней.

**8.66.** Описать схему коммутационного полупроводникового фазовращателя с циркулятором Ц (рис. 8.9).

*Решение.* Входной сигнал СВЧ ( $u_1$ ), по линии МПЛ<sub>1</sub> поступает в циркулятор и направляется им в линию МПЛ<sub>2</sub>, длиной  $l$ , а затем через МПЛ<sub>3</sub> на выход ( $u_2$ ). Импульсы управляющего напряжения ( $U_{упр}$ ) меняют при коммутации полярность. Когда диод ( $U_{упр} > 0$ ),  $p-i-n$ -диод открыт и входная волна отражается от начала МПЛ<sub>2</sub>, а когда ( $U_{упр} < 0$ ), диод заперт и волна отражается от короткозамкнутого конца МПЛ<sub>2</sub>. Происходит требуемая задержка по фазе  $\Delta\psi = \frac{2\pi l}{\Lambda}$ , где  $\Lambda$  – длина волны в линии.

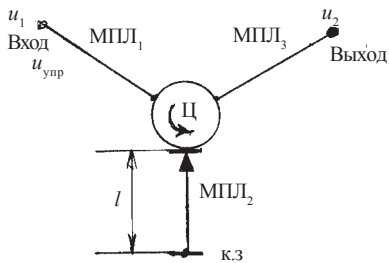
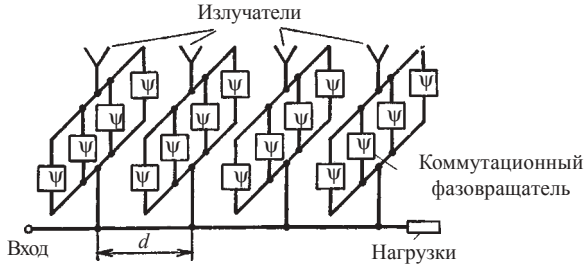


Рис. 8.9

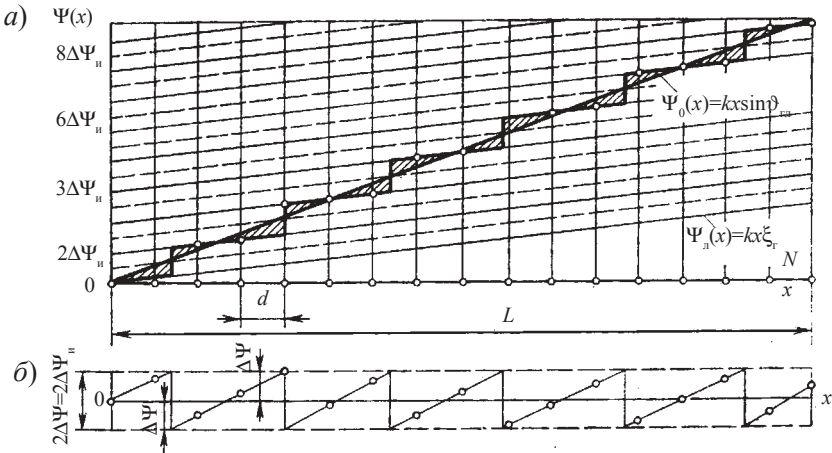
**8.67.** Описать особенности непрерывного (аналогового) фазового сканирования. Дать сравнительную оценку применяемых для этого фазовращателей и самого метода сканирования.

**8.68.** Дать определение коммутационного фазового сканирования. Описать схему одного варианта коммутационной антенны с фидерным питанием, изображенной на рис. 8.10.



**Рис. 8.10**

**8.69.** На рис. 8.11, *a* на оси абсцисс изображена решетка из  $N$  излучателей, а по оси ординат—фазовое распределение. Пояснить график, иллюстрирующий фазовые ошибки при коммутационном сканировании (рис. 8.11, *б*). Здесь линейный набег фазы питания  $\Psi_{\text{л}}(x)$ , а возможные значения фаз излучателей располагаются на прямых, параллельных  $\Psi_{\text{л}}(x)$  и образующих сетку допустимых фазовых уровней ( $\Delta\Psi_{\text{и}}, 2\Delta\Psi_{\text{и}}, 3\Delta\Psi_{\text{и}} \dots$ ). Расстояние между соседними уровнями равно



**Рис. 8.11**

дискрету фазы  $\Delta\Psi$ . Показать, что фазовую ошибку можно ограничить половиной дискрета фазы.

**8.70.** Рассмотреть влияние коммутационных ошибок на КНД ФАР.

**8.71.** Как влияют коммутационные ошибки на форму ДН ФАР и плавность сканирования? Что называется коммутационными лепестками?

**8.72.** Какими средствами ослабляют влияние фазовых ошибок коммутационных ФАР? Сколько каскадов обычно содержит цифровой проходной фазовращатель?

**8.73.** Пусть цифровой проходной фазовращатель содержит 3 каскада ( $p = 3$ ), каждый из которых может находиться в одном из двух состояний. Определить число возможных фазовых состояний фазовращателя  $M$ , число управляющих сигналов, значения фазовой задержки  $\Delta\Psi$ , создаваемой каждым ( $m = 1, 2, 3$ ) каскадом, и значение суммарной задержки фазовращателя  $\Delta\Psi_{\Sigma}$ .

*Решение.* 1. Число возможных фазовых состояний

$$M = 2^p = 2^3 = 8.$$

2. Число управляющих сигналов, поскольку на каждый каскад нужно подавать один сигнал, равно числу каскадов:  $p = 3$ .

3. Фазовая задержка  $\Delta\Psi$ , создаваемая одним каскадом: первым ( $m = 1$ ) – в состоянии 0 создается  $\Delta\Psi = 0$  и в состоянии 1  $\Delta\Psi = \pi/2^{m-1} = \pi/2^0 = \pi$ ; вторым ( $m = 2$ ) – соответственно  $\Delta\Psi = 0$  и  $\Delta\Psi = \pi/2^{2-1} = \pi/2^1 = \pi/2$ ; третьим ( $m = 3$ ) – соответственно  $\Delta\Psi = 0$  и  $\Delta\Psi = \pi/2^{3-1} = \pi/2^2 = \pi/4$ .

4. Суммарная фазовая задержка, соответствующая управляющим сигналам:

$$\begin{aligned} 000 - \Delta\Psi_{\Sigma} &= \pi/4; & 010 - \Delta\Psi_{\Sigma} &= \pi/2; & 011 - \Delta\Psi_{\Sigma} &= 3\pi/4; & 100 - \Delta\Psi_{\Sigma} &= \pi; \\ 101 - \Delta\Psi_{\Sigma} &= 5\pi/4; & 110 - \Delta\Psi_{\Sigma} &= 3\pi/2; & 111 - \Delta\Psi_{\Sigma} &= 7\pi/4, \end{aligned}$$

т. е. подтверждается, что число возможных фазовых состояний фазовращателя с дискретом фазы  $\Delta\Psi = \pi/4$  равно восьми ( $M = 8$ ).

**8.74.** Решить задачу, аналогичную 8.73, применительно к четырехкаскадному (четырёхразрядному) цифровому фазовращателю.

**8.75.** Сравнить технические показатели коммутационных и аналоговых фазовращателей. Чем объяснить, что коммутационное сканирование точнее аналогового, несмотря на то, что коммутационным фазовращателям присущи принципиальные ошибки?

**8.76.** Сравнить качество полупроводниковых и ферритовых фазовращателей, перечислить и обосновать области их применения.

**8.77.** Заполнить пропуски соответствующими словами: *отраженных, узлы, доступ, характеристики, развязку, наличием, настройке, тройники, отражательные, решеток, стабильностью, эксплуатации, дискретно-коммутационным.*

Прходные схемы ДМ имеют лучшие \_\_\_\_\_, чем \_\_ схемы ДМ, так как первые позволяют выбрать наиболее выгодный режим внутренней и внешней \_\_\_\_. В \_\_\_\_ и \_\_\_\_ удобнее отражательные схемы, так как в них имеется \_\_\_\_ к неизлучающей стороне решетки. В \_\_\_\_ “мягких” схем ДМ включают не простые \_\_\_\_, как в “жестких” схемах, а направленные ответвители, обеспечивающие \_\_\_\_ излучателей и поглощение – \_\_\_\_ от них волн. Фазовый сдвиг, создаваемый фазовращателем, определяется не величиной управляющего сигнала, а только \_\_\_\_ его на коммутаторе. Благодаря этому такие фазовращатели отличаются наибольшей \_\_\_\_.

### 8.3. Влияние несогласованности излучателей ФАР на характеристику делителей мощности

**8.78.** На рис. 8.12 изображена схема ФАР с параллельным питанием.

В качестве делителей мощности в схеме могут быть использованы параллельные тройники в коаксиальном или волноводном исполнении. Определить коэффициент бегущей волны на входе волноводного *H*-тройника – плечо 3 (рис. 8.13, *a*) и развязку между плечами 1–3 (или 2–3), если в плечи 1 (или 2) включены излучатели, входное сопротивление которых отличается от волнового сопротивления линии передачи.

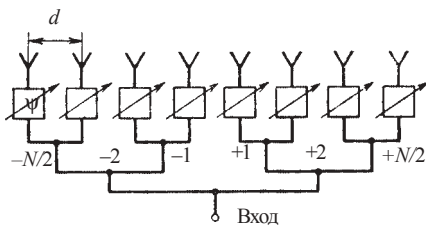


Рис. 8.12

*Решение.* 1. Матрица рассеяния *H*-плоскостного волноводного тройника, внутренне согласованного со стороны плеча 3 и нагруженного на согласованные нагрузки, имеет вид

$$S = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 & \sqrt{2} \\ 1 & -1 & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \end{bmatrix}, \quad (8.2)$$

где нумерация столбцов и строк соответствует нумерации плеч параллельного тройника – 1, 2, 3, эквивалентная схема которого приведена на рис. 8.13, б. Известно, что матрица рассеяния  $[S]$  связывает между собой волны  $\dot{a}_k$ , бегущие к зажимам многополюсника, с волнами бегущими от него  $\dot{b}_k$ , которые могут быть отраженными от плеча волнами или переданными из других плеч:

$$[\dot{b}_k] = [S][\dot{a}_k]. \quad (8.3)$$

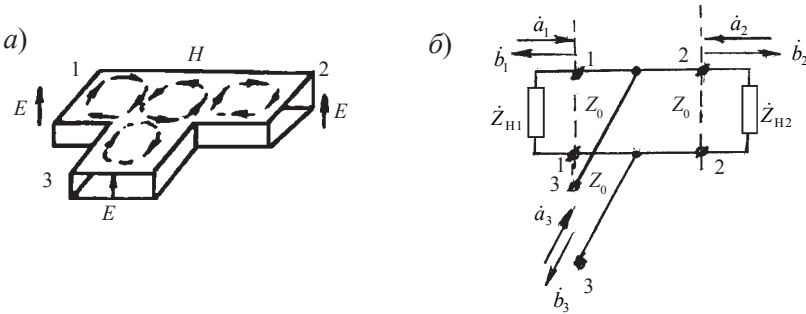


Рис. 8.13

В этом выражении  $[\dot{b}_k]$  и  $[\dot{a}_k]$  – матрицы столбцы, число строк в которых равно числу входов (плеч) устройства. Используя значения коэффициентов матрицы рассеяния тройника (8.2), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{b}_1 &= \frac{1}{2}(-\dot{a}_1 + \dot{a}_2 + \sqrt{2}\dot{a}_3); \\ \dot{b}_2 &= \frac{1}{2}(\dot{a}_1 - \dot{a}_2 + \sqrt{2}\dot{a}_3); \\ \dot{b}_3 &= \frac{1}{2}(\sqrt{2}\dot{a}_1 + \sqrt{2}\dot{a}_2). \end{aligned} \quad (8.4)$$

2. При подаче сигнала со стороны плеча 3 ( $\dot{a}_3 \neq 0$ ) появляются сигналы, равные по амплитуде и одинаковые по фазе в плечах 1 и 2:

$$\dot{b}_1 = \dot{b}_2 = \frac{\sqrt{2}}{2}\dot{a}_3.$$

Эти сигналы приходят к излучателям ФАР и в случае несогласованности излучателей с трактом возвращаются обратно к плечам 1 и 2 тройника в виде сигналов

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= \dot{b}_1 \dot{\Gamma}_1 = \dot{\Gamma}_1 \frac{\sqrt{2}}{2} \dot{a}_3; \\ \dot{a}_2 &= \dot{b}_2 \dot{\Gamma}_2 = \dot{\Gamma}_2 \frac{\sqrt{2}}{2} \dot{a}_3. \end{aligned} \quad (8.5)$$

В выражении (8.5)  $\dot{\Gamma}_1, \dot{\Gamma}_2$  – комплексные коэффициенты отражения от нагрузок в плечах тройника.

3. Подставив выражения (8.5) в (8.4), получим сигналы, выходящие из плеч нагруженного тройника:

$$\begin{aligned} \dot{b}_1 &= \frac{\sqrt{2}}{2} \dot{a}_3 \left[ \frac{-\dot{\Gamma}_1}{2} + \frac{\dot{\Gamma}_2}{2} + 1 \right], \\ \dot{b}_2 &= \frac{\sqrt{2}}{2} \dot{a}_3 \left[ \frac{\dot{\Gamma}_1}{2} - \frac{\dot{\Gamma}_2}{2} + 1 \right], \\ \dot{b}_3 &= \frac{\dot{a}_3}{2} [\dot{\Gamma}_1 + \dot{\Gamma}_2]. \end{aligned} \quad (8.6)$$

4. Из уравнений (8.6) найдем значения коэффициента отражения на входе 3 тройника

$$\dot{S}_{33} = \frac{\dot{b}_3}{\dot{a}_3} = \frac{1}{2} [\dot{\Gamma}_1 + \dot{\Gamma}_2], \quad (8.7)$$

а также коэффициенты передачи из плеча 3 в плечи 1 и 2 тройника с учетом несогласованности нагрузок

$$\begin{aligned} \dot{S}_{13} &= \frac{\dot{b}_1}{\dot{a}_3} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left[ \frac{\dot{\Gamma}_2 - \dot{\Gamma}_1}{2} + 1 \right]; \\ \dot{S}_{23} &= \frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_3} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left[ \frac{\dot{\Gamma}_1 - \dot{\Gamma}_2}{2} + 1 \right]. \end{aligned} \quad (8.8)$$

5. Определим КБВ на входе 3 тройника по выражению

$$k_{\text{с.в.}} = \frac{1 - |\dot{S}_{33}|}{1 + |\dot{S}_{33}|}. \quad (8.9)$$



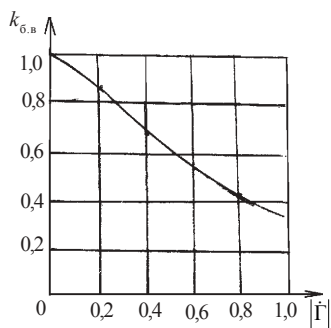


Рис. 8.14

На рис. 8.14 приведена зависимость КБВ от величины  $|\dot{\Gamma}_1|$  при условии  $\dot{\Gamma}_2 = 0$ . В этом случае выражение (8.9) с учетом (8.7) примет вид

$$k_{б.в} = \frac{1 - |0,5\dot{\Gamma}_1|}{1 + |0,5\dot{\Gamma}_1|} \quad (8.10)$$

Результаты расчета по выражению (8.10) приведены в табл. 8.3.

Таблица 8.3

$ \dot{\Gamma}_1 $	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$k_{б.в}$	1,0	0,82	0,67	0,54	0,43	0,33

Аналогичную зависимость и результаты расчета получим в случае, если  $\dot{\Gamma}_2 \neq 0$ .

6. Развязку между плечами  $A$  можно рассчитать, подставляя в нижеприведенное выражение значения коэффициентов передачи  $\dot{S}_{13}, \dot{S}_{23}$  из (8.8):

$$A_{13} = -10 \lg \frac{1}{|\dot{S}_{13}|^2} \quad \text{и} \quad A_{23} = -10 \lg \frac{1}{|\dot{S}_{23}|^2}$$

**8.79.** Определить коэффициенты матрицы рассеяния щелевого моста, в одно из плеч которого включена несогласованная нагрузка с коэффициентом отражения  $\dot{\Gamma}_3$ . Схема нагруженного щелевого моста в виде восьмиполюсника с несогласованной нагрузкой в плече 3 приведена на рис. 8.15. Такая задача может быть применена к многолучевой антенне (см. рис. 8.6), ДОС которой содержит щелевые мосты и излучатели, не согласованные с линией передачи.

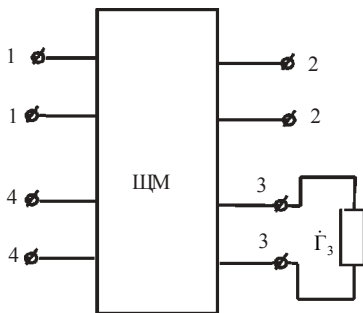


Рис. 8.15

*Решение.* Матрица рассеяния внутренне согласованного идеального щелевого моста имеет вид:

$$[\dot{S}] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{array}{cccc|c} \text{пл1} & \text{пл4} & \text{пл2} & \text{пл3} & \\ \hline 0 & 0 & 1 & & -j \\ 0 & 0 & -j & & 1 \\ 1 & -j & 0 & & 0 \\ - & - & - & - & - \\ -j & 1 & 0 & & 0 \end{array} = \begin{bmatrix} \dot{S}_{\alpha\alpha} & \dot{S}_{\alpha\beta} \\ \dot{S}_{\beta\alpha} & \dot{S}_{\beta\beta} \end{bmatrix}. \quad (8.11)$$

Здесь нумерация столбцов матрицы соответствует нумерации плеч шелевого моста на рис. 8.15.

Разделим эту идеальную матрицу на части, отделив нагруженное на несогласованную нагрузку плечо 3 от согласованных плеч 1, 4, 2. В результате получим матрицу, состоящую из четырех коэффициентов, каждый из которых представляет блочную матрицу. Вид каждой блочной матрицы будет показан по ходу решения.

Искомую матрицу нагруженного моста найдем, воспользовавшись выражением [4]:

$$\dot{S} = \dot{S}_{\alpha\alpha} + \dot{S}_{\alpha\beta} \dot{R} (1 - \dot{S}_{\beta\beta} \dot{R})^{-1} \dot{S}_{\beta\alpha}. \quad (8.12)$$

В нашем случае  $\dot{R} = \dot{\Gamma}_3$ , так как нагружено одно плечо моста. В общем виде это может быть матрица-строка, состоящая из коэффициентов отражения от нагруженных плеч. Из матрицы (8.11) видно, что  $\dot{S}_{\beta\beta} = \dot{S}_{33} = 0$ , поэтому (8.12) преобразуется к виду

$$\dot{S} = \dot{S}_{\alpha\alpha} + \dot{S}_{\alpha\beta} \dot{R} \dot{S}_{\beta\alpha} = \dot{S}_{\alpha\alpha} + \dot{S}_{\alpha\beta} \dot{\Gamma}_3 \dot{S}_{\beta\alpha}. \quad (8.13)$$

В этом выражении отсутствует операция обращения матрицы.

Подставив в формулу (8.13) блочные матрицы из выражения (8.11), получим

$$\begin{aligned} \dot{S} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -j \\ 1 & -j & 0 \end{bmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -j \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \dot{\Gamma}_3 \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -j & 1 & 0 \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -j \\ 1 & -j & 0 \end{bmatrix} + \frac{\dot{\Gamma}_3}{2} \begin{bmatrix} -1 & -j & 0 \\ -j & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Окончательно получим матрицу нагруженного щелевого моста в виде

$$S = \begin{matrix} & \begin{matrix} \text{пл1} & \text{пл4} & \text{пл2} \end{matrix} \\ \begin{matrix} \text{пл1} \\ \text{пл4} \\ \text{пл2} \end{matrix} & \begin{bmatrix} \frac{-\dot{\Gamma}_3}{2} & \frac{-j\dot{\Gamma}_3}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-j\dot{\Gamma}_3}{2} & \frac{\dot{\Gamma}_3}{2} & \frac{-j}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{-j}{\sqrt{2}} & 0 \end{bmatrix} \end{matrix}. \quad (8.14)$$

Коэффициент бегущей волны на входе 1 моста можно рассчитать по выражению

$$k_{\text{б.в11}} = \frac{1 - |\dot{S}_{11}|}{1 + |\dot{S}_{11}|}, \quad (8.15)$$

подставив значения  $\dot{S}_{11} = \frac{-\dot{\Gamma}_3}{2}$  из (8.14).

Развязку между плечами 1-3  $A_{13}$  рассчитываем по выражению

$$A_{13} = -10 \lg \frac{1}{|\dot{S}_{13}|^2}, \quad (8.16)$$

подставив значение  $|\dot{S}_{14}| = \left| \frac{-j\dot{\Gamma}_3}{2} \right|$ . Рассчитанные по выражениям (8.15)

и (8.16) зависимости представлены на рис. 8.16. Из рисунка видно, что

увеличение коэффициента отражения от нагрузки приводит к уменьшению развязки между плечами и уменьшению КБВ на входе.

**8.80.** Определить матрицу рассеяния регулируемого делителя мощности на щелевых мостах (ответвителя с переменной связью), изображенно-го на рис. 8.17. ДМ выполнен в виде

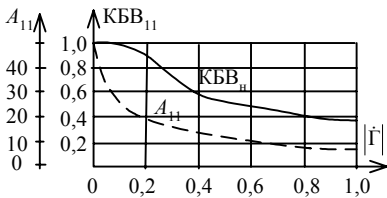


Рис. 8.16

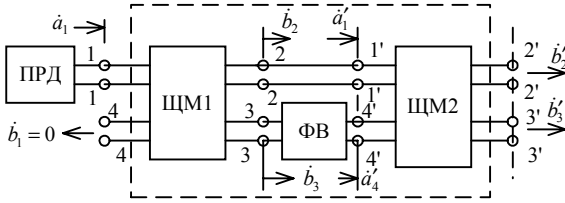


Рис. 8.17

каскадного соединения двух щелевых мостов с фазовращателем между ними.

*Решение.* 1. Рассмотрим сначала каскадное соединение двух многополюсников: щелевого моста ЩМ1 и фазовращателя ФВ. Обозначим группу свободных входов (не участвующих в соединении) первого многополюсника ЩМ1 индексом  $\alpha$ , а группу свободных входов второго многополюсника ФВ –  $\gamma$ . Группу связанных входов первого многополюсника обозначим через  $\beta^I$ , а второго соответственно через  $\beta^{II}$ . При таких обозначениях матрицу каждого из многополюсников можно разделить на четыре блока, отделив связанные зажимы от свободных. Представим матрицы рассеяния ЩМ1 и ФВ в виде блочных матриц, отделив зажимы 3 в ЩМ1 и 4' в ФВ от свободных зажимов:

$$\begin{matrix} & \text{пл1} & \text{пл4} & \text{пл2} & \text{пл3} \\ \left[ \dot{S}_{\text{ЩМ1}}^I \right] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & -j \\ 0 & 0 & -j & 1 \\ 1 & -j & 0 & 0 \\ -j & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} & = & \begin{bmatrix} \dot{S}_{\alpha\alpha} & \dot{S}_{\alpha\beta} \\ \dot{S}_{\beta\alpha} & \dot{S}_{\beta\beta} \end{bmatrix}; & (8.17)
 \end{matrix}$$

$$\begin{matrix} & \text{пл3} & \text{пл4}' \\ \left[ \dot{S}_{\text{ФВ}}^{II} \right] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-j\varphi} \\ e^{-j\varphi} & 0 \end{bmatrix} & = & \begin{bmatrix} \dot{S}_{\beta\beta}^{II} & \dot{S}_{\beta\gamma} \\ \dot{S}_{\gamma\beta} & \dot{S}_{\gamma\gamma} \end{bmatrix}. & (8.18)
 \end{matrix}$$

Матрицу рассеяния объединенного многополюсника можно вычислить через блочные матрицы  $\left[ \dot{S}_{\text{ЩМ1}}^I \right]$  и  $\left[ \dot{S}_{\text{ФВ}}^{II} \right]$ , представив ее в виде матрицы

$$\left[ \dot{S}_{\text{иск}} \right] = \begin{bmatrix} \dot{S}_{\alpha\alpha}^{\Sigma} & \dot{S}_{\alpha\gamma} \\ \dot{S}_{\gamma\alpha} & \dot{S}_{\gamma\gamma}^{\Sigma} \end{bmatrix}, \quad (8.19)$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} \dot{S}_{\alpha\alpha}^{\Sigma} &= \dot{S}_{\alpha\alpha} + \dot{S}_{\alpha\beta} \left( 1 - \dot{S}_{\beta\beta}^{II} \dot{S}_{\beta\beta}^I \right)^{-1} \dot{S}_{\beta\beta}^{II} \dot{S}_{\beta\alpha}; \\ \dot{S}_{\alpha\gamma} &= \dot{S}_{\alpha\beta} \left( 1 - \dot{S}_{\beta\beta}^{II} \dot{S}_{\beta\beta}^I \right)^{-1} \dot{S}_{\beta\gamma}; \\ \dot{S}_{\gamma\alpha} &= \dot{S}_{\gamma\beta} \left( 1 - \dot{S}_{\beta\beta}^I \dot{S}_{\beta\beta}^{II} \right)^{-1} \dot{S}_{\beta\alpha}; \\ \dot{S}_{\gamma\gamma}^{\Sigma} &= \dot{S}_{\gamma\gamma} + \dot{S}_{\gamma\beta} \left( 1 - \dot{S}_{\beta\beta}^I \dot{S}_{\beta\beta}^{II} \right)^{-1} \dot{S}_{\beta\beta}^I \dot{S}_{\beta\gamma}. \end{aligned} \quad (8.20)$$

Здесь [1] – единичная матрица, у которой коэффициенты главной диагонали равны единице, а остальные равны нулю.

Эти формулы играют ведущую роль в теории цепей СВЧ и позволяют составлять универсальные программы для нахождения с помощью ЭВМ матриц рассеяния любых линейных устройств, образованных поочередным соединением базовых элементов. Для этого достаточно запрограммировать объединение двух первых многополюсников и после вычисления переместить в память ЭВМ результат на место матрицы рассеяния  $\left[ \dot{S}^I \right]$  первого исходного многополюсника. Затем по той же программе вычислить матрицу рассеяния новой пары многополюсников, вводя параметры присоединенного третьего многополюсника на место  $\left[ \dot{S}^{II} \right]$  и используя результат, полученный при объединении первых двух многополюсников. Процесс вычислений может быть продолжен при присоединении четвертого многополюсника и т. д.

Поскольку в нашем случае блочные матрицы  $\dot{S}_{\beta\beta}^I = \dot{S}_{\beta\beta}^{II} = \dot{S}_{\gamma\gamma} = 0$ , то выражение (8.20) существенно упростится, и для искомой матрицы двух соединенных многополюсников получим коэффициенты

$$\dot{S}_{\alpha\alpha}^{\Sigma} = \dot{S}_{\alpha\alpha}; \quad \dot{S}_{\alpha\gamma} = \dot{S}_{\alpha\beta} \dot{S}_{\beta\gamma}; \quad \dot{S}_{\gamma\alpha} = \dot{S}_{\gamma\beta} \dot{S}_{\beta\alpha}.$$

Обозначим матрицу первых двух блоков через  $\left[ \dot{S}_{\text{иск}}^I \right]$ :

$$[\dot{S}_{иск}^I] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{matrix} & \text{пл1} & \text{пл4} & \text{пл1}' & \text{пл4}'' \\ \begin{matrix} 0 & 0 & 1 & -je^{-j\varphi} \\ 0 & 0 & -j & e^{-j\varphi} \\ 1 & -j & 0 & 0 \\ -je^{-j\varphi} & e^{-j\varphi} & 0 & 0 \end{matrix} & = & \begin{bmatrix} \dot{S}_{\alpha\alpha} & \dot{S}_{\alpha\beta} \\ \dot{S}_{\beta\alpha} & \dot{S}_{\beta\beta}^I \end{bmatrix}. \end{matrix} \quad (8.21)$$

Итак, получена матрица многополюсника, состоящего из щелевого моста ЦМ 1 и фазовращателя.

2. Рассмотрим новое каскадное соединение двух многополюсников. Первый многополюсник образован ЦМ1 и ФВ с матрицей (8.21), а второй многополюсник – это щелевой мост ЦМ2. Матрицу рассеяния второго щелевого моста запишем в соответствии с нумерацией плеч так, чтобы было удобно отделить свободные зажимы от связанных:

$$[\dot{S}_{ЦМ2}^{II}] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{matrix} & \text{пл1}' & \text{пл4}' & \text{пл2}' & \text{пл3}' \\ \begin{matrix} 0 & 0 & 1 & -j \\ 0 & 0 & -j & 1 \\ 1 & -j & 0 & 0 \\ -j & 1 & 0 & 0 \end{matrix} & = & \begin{bmatrix} \dot{S}_{\beta\beta}^{II} & \dot{S}_{\beta\gamma} \\ \dot{S}_{\gamma\beta} & \dot{S}_{\gamma\gamma} \end{bmatrix}. \end{matrix} \quad (8.22)$$

Подставив блочные матрицы из (8.21) и (8.22) в выражения (8.20), получим значения коэффициентов матрицы рассеяния регулируемого ДМ в виде

$$[\dot{S}_{иск}] = \begin{bmatrix} \dot{S}_{\alpha\alpha}^{\Sigma} = 0 & \dot{S}_{\alpha\gamma} = \dot{S}_{\alpha\beta} \dot{S}_{\beta\gamma} \\ \dot{S}_{\gamma\alpha} = \dot{S}_{\gamma\beta} \dot{S}_{\beta\alpha} & \dot{S}_{\gamma\gamma}^{\Sigma} = 0 \end{bmatrix},$$

где

$$\begin{aligned} \dot{S}_{\alpha\gamma} = \dot{S}_{\gamma\alpha} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -je^{-j\varphi} \\ -j & e^{-j\varphi} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 - e^{-j\varphi}) & -j(1 + e^{-j\varphi}) \\ -j(1 + e^{-j\varphi}) & -(1 - e^{-j\varphi}) \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

После несложных преобразований по формуле Эйлера получим иско-  
момую матрицу регулируемого ДМ

$$[\dot{S}_{\text{ДМ}}] = -je^{-j\frac{\varphi}{2}} \begin{matrix} & \text{пл1} & \text{пл4} & \text{пл2}' & \text{пл3}' \\ \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\sin\frac{\varphi}{2} & \cos\frac{\varphi}{2} \\ 0 & 0 & \cos\frac{\varphi}{2} & \sin\frac{\varphi}{2} \\ -\sin\frac{\varphi}{2} & \cos\frac{\varphi}{2} & 0 & 0 \\ \cos\frac{\varphi}{2} & \sin\frac{\varphi}{2} & 0 & 0 \end{bmatrix} \end{matrix}.$$

Из матрицы следует, что изменяя фазовращателем фазовый сдвиг  $\varphi = 0-180^\circ$ , можно управлять соотношением выходных мощностей в плечах 2' и 3' устройства.

### Библиографический список

1. Лавров А. С., Резников Г. Б. Антенно-фидерные устройства. М.: Сов. радио, 1974.
2. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. шк., 1988.
3. Антенны и устройства СВЧ. Проектирование фазированных антенных решеток: Учеб. пособие для вузов/ Под ред. Д. И. Воскресенского. М.: Радио и связь, 1994.
4. Машковцев Б. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ф. Теория волноводов. М.: Наука, 1966.
5. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. М.: Высш. шк., 1970.
6. Альтман Дж. Устройства СВЧ. М.: Мир, 1968.
7. Будурис Ж., Шеневье П. Цепи сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1979.

## 9. МЕТОДИКА РАСЧЕТА АНТЕНН С МНОГОСЛОЙНЫМИ 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. Влияние внешних условий на антенны летательных аппаратов определяется их назначением. Здесь необходимо учитывать аэродинамический нагрев и механические нагрузки, метеорологические условия: осадки, изменение влажности, низкие температуры окружающей среды и ее малое давление, влияние солнечной и корпускулярной радиации и т. д.

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. В этом случае имеет место сложное электродинамическое взаимодействие поля антенны с диэлектриком, появление многократных переотражений и поверхностных волн значительной интенсивности. Так, если антенна 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.

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.

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 диффузион-



ного 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) определяют такие девиации характеристик излучения бортовых антенн (уменьшение КПД, изменение формы ДН и т. д.), при которых работа радиосистем часто становится невозможной.

Обычно покрытия антенн гиперзвуковых летательных аппаратов изготавливают из неорганических материалов. 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, пирокерамы), 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 имеют температуру плавления более  $1500^\circ\text{C}$ .

В условиях теплового удара  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$  в таких материалах имеют неоднородное распределение по толщине. При расчетах неоднородное покрытие, как правило, представляют в виде многослойного, считая электрические параметры в каждом слое постоянными.

Для защиты СВЧ-антенн от дестабилизирующих факторов окружающей среды (аэродинамический нагрев гиперзвукового самолета, повышенная влажность и др.) их покрывают защитными радиопрозрачными оболочками – диэлектрическими покрытиями или обтекателями.

Обтекатели располагаются, как правило, на значительном расстоянии от раскрытия антенны в дальней и промежуточной зоне. Исследованию влияния обтекателей на характеристики излучения антенн посвящен ряд работ [1, 2, 3 и др.]. Покрытие, в отличие от обтекателя, прилегает к раскрытию антенны вплотную или находится в ее ближней зоне, и в значительной степени определяет процесс излучения электромагнитных волн. При этом, покрытие влияет на характеристики излучения антенн двояким образом: во-первых, возбуждаясь становится вторичным источником радиоволн, во-вторых, отражаясь от границ раздела

слоев с различной диэлектрической проницаемостью, часть электромагнитной энергии попадает обратно в раскрыв антенны, изменяя ее согласование, и даже искажает возбуждающее поле.

В общем случае в покрытии, кроме излучаемой волны, могут возбуждаться поверхностные волны. Природа возникновения этих волн подробно описана в работе [4] и они могут оказать значительное влияние на излучение антенн. Так при достаточно большой оптической толщине диэлектрика  $d\sqrt{\epsilon}$ , где  $d$  – толщина покрытия,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость, в поверхностную волну может уйти до 50% подводимой к антенне мощности. Возникновение и распространение этих волн связано с явлением полного внутреннего отражения, их интенсивность быстро убывает с расстоянием. Поэтому, они в значительной степени влияют лишь на согласование антенн.

В строгой аналитической постановке, когда учитывается то, что распределение поля в раскрыве антенны является функцией параметров диэлектрического покрытия, задача излучения антенн сводится к интегральным уравнениям Фредгольма относительно тангенциальных компонент электрического поля в апертуре. Считая покрытие однородным, их решают приближенно [5, 6].

В инженерном приближении считают, что возбуждается только основная мода волновода, и решение задачи упрощается. Отличие полученных результатов этим методом от точного не превышает  $\pm 5\%$  при  $d\sqrt{\epsilon} \leq \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения.

Рассмотрим основные характеристики излучения: амплитудную ДН и коэффициент отражения открытого конца прямоугольного волновода, покрытого диэлектрическим покрытием, предназначенного в качестве антенны посадки гиперзвукового самолета. Считается, что волновод установлен в бесконечном, плоском, идеально проводящем экране. Для приведения ДН антенны к требуемому сектору обзора РТС посадки, волновод может быть скошен под углом  $\alpha$  к плоскости экрана. Конструкция такой антенны показана на рис. 9.1. На рис. 9.2 приведена система координат, используемая при вычислениях.

Полагаем, что в волноводе гармонически возбуждена основная мода  $H_{10}$ . Компоненты электромагнитного поля для этого случая в системе координат  $x_b, y_b, z_b$  имеют вид [7]

$$E_{x_b} = 0; E_{y_b} = \cos \frac{\pi x_b}{a} e^{-j\gamma z_b}; E_{z_b} = 0;$$

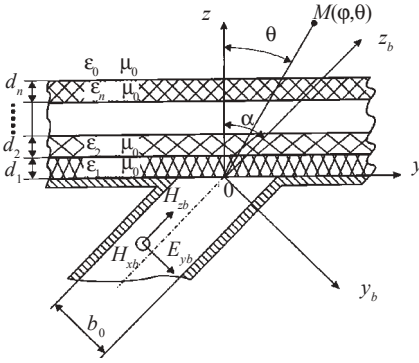


Рис. 9.1

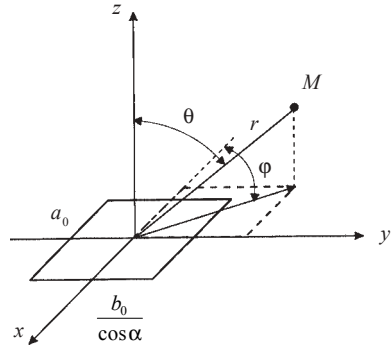


Рис. 9.2

$$H_{x_b} = \gamma \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cos \frac{\pi x_b}{a} e^{-j\gamma z_b}; \quad H_{y_b} = 0;$$

$$H_{z_b} = -j \frac{\pi}{a} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \frac{\pi x_b}{a} e^{-j\gamma z_b},$$

где  $\gamma = \sqrt{1 - (\pi/d)^2}$  – постоянная распространения волны  $H_{10}$  в волноводе;  $a$  и  $b$  – размеры волновода. Здесь, и в дальнейшем, линейные величины выражены в безразмерных единицах, полученных их умножением на волновое число свободного пространства.

Компоненты электромагнитного поля в раскрытии волновода в координатах  $x, y, z$ , связанных с раскрытием волновода (см. рис. 9.2):

$$E_x = 0; \quad E_y = \cos \frac{\pi x}{d} \cos \alpha \quad e^{-j\gamma y \sin \alpha};$$

$$H_x = \gamma \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cos \frac{\pi x}{a} \sin \alpha \quad e^{-j\gamma y \sin \alpha};$$

$$H_z = -j \frac{\pi}{a} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \frac{\pi x}{a} \sin \alpha \quad e^{-j\gamma y \sin \alpha}.$$

Для вычисления электромагнитного поля над экраном ( $z > 0$ ) требуется решить систему дифференциальных уравнений Максвелла, которая в безразмерных координатах есть:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \epsilon \mathbf{E} = 0;$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0;$$

$$\mathbf{H} = j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \operatorname{rot} \mathbf{E}.$$

Его решение удобно найти методом Фурье. Поэтому полезно вычислить соответствующие Фурье-образы компонент электромагнитного поля в апертуре:

$$F_x(t_x, t_y) = \Phi(E_x) = 0;$$

$$F_y(t_x, t_y) = \Phi(E_y) = 4 \frac{\pi}{a} \cos \alpha \frac{\cos \frac{a t_x}{2} \sin \left[ \frac{b}{2 \cos \alpha} (t_y - \gamma \sin \alpha) \right]}{t_y - \gamma \sin \alpha};$$

$$G_x(t_x, t_y) = \Phi(H_x) = 4 \frac{\pi}{a} \gamma \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cos \frac{a t_x}{2} \sin \left[ \frac{b}{2 \cos \alpha} (t_y - \gamma \sin \alpha) \right];$$

$$G_y(t_x, t_y) = \Phi(H_y) = 4 \frac{\pi}{a} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sin \alpha \frac{t_x \cos \frac{a t_x}{2}}{\left( \frac{\pi}{a} \right)^2 - t_x^2} \times \frac{\sin \left[ \frac{b}{2 \cos \alpha} (t_y - \gamma \sin \alpha) \right]}{t_y - \gamma \sin \alpha}; \quad (9.1)$$

где  $\Phi(\cdot)$  – преобразование Фурье по  $x$  и  $y$  соответствующих функций;  $t_x, t_y$  – параметры преобразования Фурье.

Отраженную от границ раздела с различной диэлектрической проницаемостью электромагнитную волну, отличающуюся от излучаемой только амплитудой и направлением распространения, учтем введением комплексного коэффициента отражения  $R$

$$\varepsilon_x(t_x, t_y, -0) = (1 + R) F_x(t_x, t_y); \quad \varepsilon_y(t_x, t_y, -0) = (1 + R) F_y(t_x, t_y);$$

$$H_x(t_x, t_y, -0) = (1 - R) G_x(t_x, t_y); \quad H_y(t_x, t_y, -0) = (1 - R) G_y(t_x, t_y).$$

В выбранных обозначениях первое уравнение системы (1) для Фурье-образа электрического поля приобретает вид

$$\frac{d^2 \varepsilon(t_x, t_y, z)}{dz^2} + \beta \varepsilon(t_x, t_y, z) = 0,$$

где  $\beta = \sqrt{\varepsilon - t_x^2 - t_y^2}$ ;  $\varepsilon = \Phi(E)$  – преобразование Фурье-вектора электрического поля при  $z > 0$ ;  $\varepsilon = \varepsilon(1 - j \operatorname{tg} \delta)$ .

Аналогично можно записать и уравнения, соответствующие второму и третьему уравнениям системы (1). Общее решение записанного обыкновенного дифференциального уравнения в диэлектрике и свободном пространстве:

$$\varepsilon(t_x, t_y, z) = \begin{pmatrix} A_x(t_x, t_y) \\ A_y(t_x, t_y) \\ A_z(t_x, t_y) \end{pmatrix} \cos \beta z + \begin{pmatrix} B_x(t_x, t_y) \\ B_y(t_x, t_y) \\ B_z(t_x, t_y) \end{pmatrix} \sin \beta z, \text{ при } 0 < z \leq d;$$

$$\varepsilon(t_x, t_y, z) = \begin{pmatrix} C_x(t_x, t_y) \\ C_y(t_x, t_y) \\ C_z(t_x, t_y) \end{pmatrix} e^{-\beta_0(z-d)}, \text{ при } z > d,$$

где  $d$  – толщина диэлектрического покрытия.

Для нахождения неопределенных коэффициентов  $A_x, A_y, A_z, B_x, B_y, B_z, C_x, C_y, C_z$  к решению применяют условия равенства Фурье-образов тангенциальных компонент электрического и магнитных полей на границах раздела диэлектрических слоев (на границе экран–диэлектрик тангенциальные компоненты Фурье-образов полей определены ранее). Эти вычисления удобно провести в матричной форме.

При однослойном покрытии ( $n = 1$ ) введем обозначения:

$$t_x = h \cos \varphi; t_y = h \sin \varphi; \beta = \sqrt{\varepsilon - h^2}; \beta_0 = \sqrt{1 - h^2}; \psi = \beta d;$$

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}; m_{12} = m_{21} = j(\varepsilon - 1) h^2 \sin \varphi \cos \varphi;$$

$$m_{11} = -\beta \beta_0 (\varepsilon + 1) \cos \psi \sin \psi + j[(\varepsilon - h^2) \cos 2\psi + h^2 (\varepsilon - 1) \sin(\psi + \varphi) \sin(\psi - \varphi)];$$

$$m_{22} = -\beta\beta_0(\varepsilon + 1) \cos\psi \sin\psi + j[(\varepsilon - h^2)\cos 2\psi - h^2(\varepsilon - 1) \cos(\psi + \varphi) \cos(\psi - \varphi)];$$

$$L(h) = (\beta \sin\psi - j \varepsilon \beta \cos\psi) (\beta_0 \sin\psi - j\beta \cos\psi);$$

$$P = \begin{pmatrix} -t_x t_y & -(\varepsilon - t_x^2) \\ \varepsilon - t_y^2 & t_x t_y \end{pmatrix}.$$

Тогда

$$\begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} = (1+R) \begin{pmatrix} G_x(t_x, t_y, +0) \\ G_y(t_x, t_y, +0) \end{pmatrix} = \frac{1}{L(h)} PM \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \end{pmatrix} (1+R).$$

Проведя решение матричной системы уравнений, находим при  $z > 0$

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \varepsilon_x(t_x, t_y, z) \\ \varepsilon_y(t_x, t_y, z) \end{pmatrix} = \\ & = (1+R) \left( M \sin\psi \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cos\psi \right) \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \end{pmatrix} e^{-j\beta_0(z-d)} \\ & \varepsilon_x(t_x, t_y, z) = -\frac{t_x \varepsilon_x(t_x, t_y, z) + t_y \varepsilon_x(t_x, t_y, z)}{\beta_0}. \end{aligned} \quad (9.2)$$

Коэффициент отражения  $R$  определим через полную проводимость системы антенна–диэлектрическое покрытие  $Y$  [8]:

$$R = \frac{1-Y}{1+Y}, \quad Y = \frac{J_1}{J_2};$$

$$\begin{aligned} J_1 &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [F_x^* G_y - F_y^* G_x] dt_x dt_y \Big|_{z=+0}; \\ J_2 &= \int_{-a/2}^{a/2} dy \int_{-b/\cos\alpha}^{b/\cos\alpha} [E_x^* H_y - E_y^* H_x] dx \Big|_{z=0}. \end{aligned} \quad (9.3)$$

Применяя к выражению (9.2) обратное преобразование Фурье и метод перевала [7], вычисляем амплитудную ДН при  $r \rightarrow \infty$  ( $r$  – расстояние от точки наблюдения до излучателя). При  $h = \sin \theta$

$$E(\varphi, \theta) = \frac{1}{2\pi} \times \cos \theta \sqrt{|\varepsilon_x \sin \varphi - \varepsilon_y \cos \varphi|^2 + |\varepsilon_z \sin \theta - \varepsilon_x \cos \varphi \cos \theta - \varepsilon_y \sin \varphi \cos \theta|^2}, \quad (9.4)$$

где  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$  – вычислены при  $z = d$ ;  $(r, \varphi, \theta)$  – сферические координаты точки наблюдения. Распишем промежуточные матрицы для многослойного покрытия:

$$K = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ j \frac{\beta_n}{\beta_0} t_x t_y & j \frac{\beta_n}{\beta_0} (1 - t_x^2) \\ -j \frac{\beta_n}{\beta_0} (1 - t_y^2) & -j \frac{\beta_n}{\beta_0} t_x t_y \end{pmatrix};$$

$$D_l = \begin{bmatrix} \cos \beta_l d_l & 0 & \sin \beta_l d_l & 0 \\ 0 & \cos \beta_l d_l & 0 & \sin \beta_l d_l \\ t_x t_y \sin \beta_l d_l & (\varepsilon_l - t_x^2) \sin \beta_l d_l & -t_x t_y \cos \beta_l d_l & -(\varepsilon_l - t_x^2) \cos \beta_l d_l \\ -(\varepsilon_l - t_y^2) \sin \beta_l d_l & -t_x t_y \sin \beta_l d_l & (\varepsilon_l - t_y^2) \cos \beta_l d_l & t_x t_y \cos \beta_l d_l \end{bmatrix};$$

$$C_l = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\beta_l}{\beta_{l+1}} t_x t_y & -\frac{\beta_l}{\beta_{l+1}} (\varepsilon_{l+1} - t_x^2) \\ 0 & 0 & \frac{\beta_l}{\beta_{l+1}} (\varepsilon_{l+1} - t_y^2) & \frac{\beta_l}{\beta_{l+1}} t_x t_y \end{bmatrix};$$

$$W_l = G_l^{-1} D_l; W = W_{n-1} W_{n-2} \dots W_2 W_1; V = D_n W; V^{-1} K = \begin{pmatrix} \Pi_1 \\ \Pi_2 \end{pmatrix}.$$

Тогда

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_x(t_x, t_y, z) \\ \varepsilon_y(t_x, t_y, z) \end{pmatrix}_{z=z_n} = \Pi_1^{-1} \begin{pmatrix} \varepsilon_x(t_x, t_y, z) \\ \varepsilon_y(t_x, t_y, z) \end{pmatrix}_{z=0};$$

$$\begin{pmatrix} H_x(t_x, t_y, z) \\ H_y(t_x, t_y, z) \end{pmatrix}_{z=0} = P \Pi_2 \Pi_1^{-1} \begin{pmatrix} \varepsilon_x(t_x, t_y, z) \\ \varepsilon_y(t_x, t_y, z) \end{pmatrix}_{z=0}.$$

Проведя вычисления, получим, что при учете расписанных матриц, коэффициент отражения, проводимость и ДН определяются аналогичными выражениями, что и в случае однослойного диэлектрического покрытия (см. выражения (9.3) и (9.4)).

Полученное решение позволяет построить следующий алгоритм вычисления характеристик излучения волноводных антенн с покрытиями:

1. Исходные данные:  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве;  $a_0$  и  $b_0$  – геометрические размеры волновода;  $\alpha$  – угол скоса волновода;  $\varepsilon_l$  – диэлектрическая проницаемость;  $\operatorname{tg} \delta_l$  – тангенс угла диэлектрических потерь;  $d_l$  – толщина  $l$ -го слоя покрытия,  $l = 1, 2, \dots, n$ , ( $\varepsilon_{n+1} = 1$ ).

2. Вычисление безразмерных величин

$$a = a_0 k_0; b = b_0 k_0; d_l = d_{0l} k_0, \text{ где } k_0 = 2\pi/\lambda.$$

3. Вычисление вспомогательных функций:

$$\beta_l(t_x, t_y) = \sqrt{\varepsilon_l - t_x^2 - t_y^2}; \beta_0(t_x, t_y) = \sqrt{1 - t_x^2 - t_y^2},$$

при  $l = 1, 2, \dots, n$ ,  $t_x, t_y \in C$  (комплексные).

4. Вычисление матриц  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  размера  $2 \times 2$ .

5. Вычисление преобразования Фурье тангенциальных компонент электромагнитного поля в апертуре (при  $z = 0$ ).

6. Вычисление  $Y, R$  и КСВ, где  $k_{с.в} = (1 + |R|)/(1 - |R|)$ .

7. Вычисление ДН при  $\theta \in (0, \pi]$ ,  $\varphi \in [-\pi, \pi]$ .

В качестве примера приведем результаты расчета характеристик излучения волновода с многослойным диэлектрическим покрытием с параметрами:  $\alpha = 0$ ,  $n = 5$ ,  $d_1 = d_2 = \dots = d_5 = 2$  мм,  $\varepsilon_1 = 2$ ;  $\varepsilon_2 = 4$ ;  $\varepsilon_3 = 6$ ;



$\epsilon_4 = 7$ ;  $\epsilon_5 = 8$ ;  $b_0/\lambda = 0,25$ . На рис. 9.3 ДН такой антенны представлена кривой 3. ДН, представленная кривой 1, соответствует излучению без диэлектрика ( $d = 0$ ), а кривой 2 – однослойному покрытию с параметрами  $d = 10$  мм;  $\epsilon = 4$ .

На рис. 9.3 видно, что антенна с пятислойным покрытием имеет более неравномерную ДН и ее излучаемая мощность уменьшается. Так как расчет диаграмм направленностей произведен методом перевала, то вклад поверхностных волн в излучение антенны не учитывался, и кривые не отображают перераспределения энергии излучения в осевом направлении в энергию поверхностных волн при больших значениях диэлектрической проницаемости слоев. Рост диэлектрической проницаемости слоев ведет к увеличению мощности поверхностных волн, поэтому площади приведенных на рис. 9.3 ДН будут относительно уменьшаться при больших  $\epsilon$  вследствие их нормировки по излучаемой мощности.

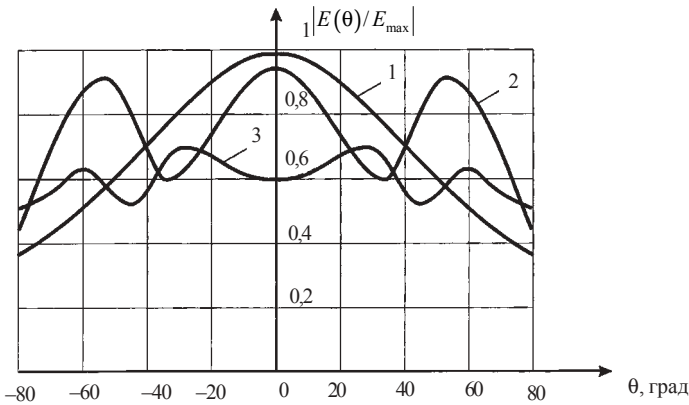


Рис. 9.3

Расчет проводимостей  $Y$  и  $Y_{\text{пов}}$  для рассматриваемой антенны дал следующие результаты: для кривой 1 –  $Y = 0,68 + i 0,34$ ,  $Y_{\text{пов}} = 0$ ; для кривой 2 –  $Y = 2,48 + i 2,13$ ,  $Y_{\text{пов}} = 0,96$ ; для кривой 3 –  $Y = 3,16 + i 2,24$ ,  $Y_{\text{пов}} = 1,87$ . Антенна с многослойным покрытием характеризуется большей проводимостью, обусловленной поверхностными волнами, и соответственно значительными потерями на их возбуждение и излучение в перпендикулярном относительно осевого направлении. Таким образом, многослойное диэлектрическое покрытие существенно влияет на характеристики излучения антенн.

## Библиографический список

1. Каплун В. А. Обтекатели СВЧ. М.: Сов. радио, 1974.
2. Пригода Б. А., Кокунько В. С. Обтекатели антенн летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1970.
3. Воробьев Е. А., Михайлов В. Ф., Харитонов А. А. СВЧ-диэлектрики в условиях высоких температур. М.: Сов. радио, 1977.
4. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
5. Красюк В. Н. Антенны СВЧ с диэлектрическими покрытиями. Л.: Судостроение, 1986.
6. Амтей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир, 1974.
7. Миттра Л., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. М.: Мир, 1974.
8. О вычислении характеристик волновода в металлическом экране с однородным диэлектрическим покрытием/ А. Е. Барыбин, В. Н. Красюк, А. Л. Трескунов и др. // Прикладные задачи электродинамики: Межвуз. сб. научн. тр. ЛИАП. Л., 1988.

## 10. ИНЖЕНЕРНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ФАР С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

Современные радиолокация, радионавигация, радиосвязь, радиоастрономия и системы спутниковой космической связи предъявляют постоянно возрастающие требования к антенным системам. Часто требуется осуществлять сканирование сектора обзора РТС, формировать ДН специальной формы, в том числе и многолучевые, а также одновременно выполнять другие функции. Такими возможностями обладают фазированные антенные решетки (ФАР).

Для защиты ФАР от дестабилизирующих воздействий окружающей среды (тепловых, климатических и других) используют защитные радиопрозрачные оболочки: обтекатели, укрытия и покрытия. Первые два вида оболочек располагаются в дальней или промежуточной зоне антенны. Их влияние на излучение ФАР не столь значительно и анализируется в публикациях [3, 8].

Диэлектрическое покрытие располагается непосредственно на раскрыве антенны или в ее ближней (реактивной) зоне. Его влияние на излучение более значительно из-за сложного электродинамического взаимодействия излучателей с покрытием и между собой через покрытие. В результате взаимодействия возникают поверхностные волны, а их резонанс приводит к ослеплению ФАР, изменяется условие появления дифракционных лепестков. Поэтому в зависимости от электрической толщины покрытия ( $d\sqrt{\epsilon}$ ) характеристики ФАР сильно изменяются и диэлектрическое покрытие необходимо рассматривать как неотъемлемую часть антенной излучающей системы.

Меняя параметры покрытия (толщину  $d$  или диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$ ), можно как ухудшить характеристики излучения антенной системы, так и добиться их улучшения в необходимом секторе обзора.

Классическая теория антенных решеток [2, 9], дает хорошие результаты при расчете ДН ФАР конечных размеров, расположенных в свободном пространстве. Диаграмма записывается как произведение множителя решетки и ДН излучателя без учета их взаимного влияния и покрытия. Множитель решетки определяет форму луча и уровень боковых лепестков ДН ФАР, а также отражает связь между геометрией решетки и распределением управляющей фазы по раскрыву с распределе-

нием нормированного значения максимума ДН за период сканирования, т. е. ДН при сканировании.

В «большой» плоской антенной решетке основная масса излучающих элементов является однородной, и наиболее важные особенности антенны при сканировании могут быть довольно точно описаны поведением бесконечной ФАР, хотя при фиксированном значении управляющей фазы ДН такой идеализированной антенны (без сканирования) есть  $\delta$  – функция. В этом случае ДН при сканировании также представляют как произведение множителя решетки и ДН излучателя с учетом взаимного влияния элементов решетки. Наличие диэлектрического покрытия приводит к изменению степени этого влияния. Задачей определения характеристик излучения ФАР с диэлектрическим покрытием является нахождение соотношений между коэффициентами связи, зависимостью ДН и коэффициента отражения в секторе сканирования от геометрии антенны и электрических параметров покрытия. Для решения этой задачи используются различные методы, наибольшее распространение из которых получили следующие.

При импедансном подходе к анализу ФАР выходные параметры каждого антенного элемента связываются с помощью взаимного сопротивления (или проводимости) с входными параметрами другого элемента. В результате задачу можно сформулировать в терминах теории многополюсников: входные токи возбуждают определенные напряжения и наоборот. При этом многополюсником описывается весь раскрыв, а каждому типу волны, возбуждаемому в системе, соответствует отдельный вход многополюсника. В частности, этим методом удастся учесть и такой сложный процесс взаимодействия антенны с покрытием, как резонанс поверхностных волн, наблюдающийся в том случае, если существует хотя бы один тип волны, распространяющийся внутри диэлектрика и исчезающий за его пределами. Такой тип волны представляется в виде короткозамкнутого входа в системе замещения, а положение короткозамыкателя определяется электрической толщиной покрытия. Изменяя положение короткозамыкателя, можно добиться отсутствия передачи энергии на выход многополюсника.

Очевидно, что этот метод удобен для анализа ФАР с малым числом элементов. Увеличение числа излучателей и наличие покрытия резко увеличивают размерность задачи, делая метод практически трудно реализуемым.

Метод заданного распределения поля в раскрыве основан на сочетании свойств периодической бесконечной антенной решетки и предположения об известном распределении тока или напряженности электромагнитного поля в раскрыве излучателей, которые остаются неизменными при изменении электрических параметров диэлектрического покрытия. Этот приближенный метод получил наибольшее распространение в инженерных расчетах, дает хорошее совпадение с экспериментальными исследованиями. Данный метод и рассматривается в работе, так как позволяет выяснить практически все особенности излучения ФАР с диэлектрическими покрытиями [5].

Метод интегральных уравнений используется при строгом электродинамическом анализе системы ФАР–диэлектрическое покрытие. Здесь можно учесть все типы волн питающего фидера и то, что распределение электромагнитного поля в раскрыве излучателей является функцией электрических параметров диэлектрика. Граничная задача излучения периодической структуры часто определяется методом частичных областей [4]. При построении решения обычно используются свойства периодической структуры и условие непрерывности тангенциальных компонент магнитного поля, выраженные интегральными операторами (моментами) через составляющие электрического поля. В такой постановке задача излучения ФАР с диэлектрическим покрытием записывается в виде интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода [1].

Их решение ищут приближенно. Для этого используют методы Ритца, Бубного–Галеркина, Крылова–Боголюбова и другие вариационные методы.

Прямоугольные антенные решетки образуются путем расположения прямоугольных волноводов сечением  $a \times b$ , как вплотную друг к другу (решетки с бесконечно тонкими стенками), так и с некоторым шагом по каждой координате прямоугольной сетки ( $c$  и  $g$ ). Такая бесконечная антенная решетка из прямоугольных волноводов показана на рис. 10.1 [1]. Раскрыв антенны покрыт диэлектриком с проницаемостью  $\epsilon$  и толщиной  $d$ .

Формулировка граничной электродинамической задачи для рассматриваемой антенной системы приводит в общем случае к векторным двумерным интегральным уравнениям. Рассмотрим условия, при которых задача излучения может быть сведена к скалярным одномерным интегральным (или дифференциальным) уравнениям, для которых возможно найти аналитическое или приближенное решение.

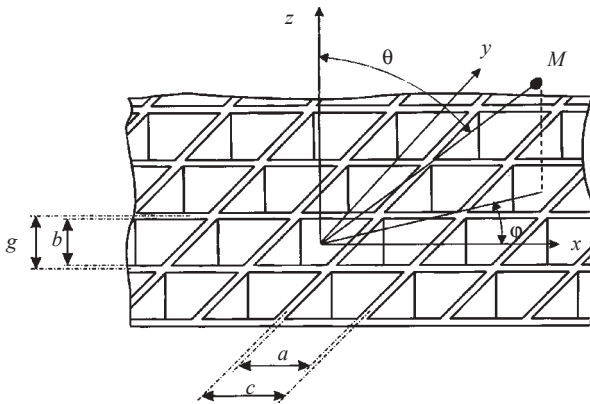


Рис. 10.1

Предположим, что в волноводной решетке возбуждена только основная мода  $H_{10}$ , источники возбуждения достаточно удалены от раскрыва, в раскрывах волноводов ( $z = -0$ ) волны имеют одинаковую амплитуду и поляризованы по оси  $y$ . Фазы волн при переходе от волновода к волноводу (по осям  $x$  и  $y$ ) меняются по арифметической прогрессии. Для обеспечения отклонения луча в направлении, характеризуемом углами  $\varphi, \theta$ , элементы с индексами  $(m, n)$  должны возбуждаться напряжением  $e^{j(m\psi_x + n\psi_y)}$ , где  $\psi_x, \psi_y$  – фазовые сдвиги в возбуждении соседних излучателей по осям  $x$  и  $y$  (управляющие фазы). Управляющие фазы связаны с направлением отклонения луча ( $\varphi, \theta$ ) соотношениями:

$$\psi_x = \frac{2\pi c}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi; \quad \psi_y = \frac{2\pi c}{\lambda} \sin \theta \sin \varphi.$$

При  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi$  ( $\psi_y = 0$ ) отклонение луча происходит в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации электромагнитного поля. Такой режим называется сканированием в плоскости магнитного вектора или – в  $H$ -плоскости. При  $\varphi = \pm\pi/2$  сканирование происходит в  $E$ -плоскости.

Если сканирование производится в  $H$ -плоскости, то векторную двумерную электродинамическую модель решетки можно свести (с точностью до дифракции на широких стенках волноводов конечной толщины) к одномерной скалярной задаче. Широкие стенки волноводов, параллельные оси  $x$ , не влияют на распределение полей в раскрыве антенной решетки, и их можно удалить из системы. Таким образом, при-

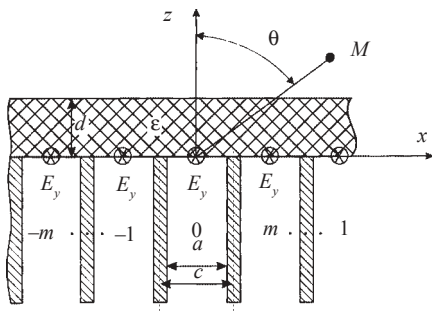


Рис. 10.2

только волны типа Н, не изменяющиеся по координате  $y$ . Каждая из этих волн имеет три составляющие  $\dot{E}_y, \dot{H}_x, \dot{H}_y$ .

При удалении из излучающей системы узких стенок и  $\varphi = \pm \pi/2$  режим называется сканированием в квази- $E$ -плоскости.

Задача вычисления характеристик излучения ФАР из параллельных пластин, сканирующей в  $H$ -плоскости (см. рис. 10.2), заключается в нахождении электромагнитного поля в слое диэлектрика и над ним, то есть при  $z > 0$ . В инженерном методе взаимное влияние между волноводами и возбуждение высших типов волн не учитывается. В силу принятых предположений в волноводе с номером  $m$  компоненты электромагнитного поля имеют вид

$$\dot{E}_y(x, z) = \cos \frac{\pi}{a}(x - mc)(e^{-j\gamma_1 z} + R e^{j\gamma_1 z})e^{-jm\psi};$$

$$\dot{H}_x(y, z) = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \gamma_1 \cos \frac{\pi}{a}(x - mc)(e^{-j\gamma_1 z} - R e^{j\gamma_1 z})e^{-jm\psi}, \quad (10.1)$$

где  $\psi = \psi_x = c \sin \theta$  – закон изменения управляющей фазы;  $\gamma_1 = \sqrt{1 - (\pi/a)^2}$ ;  $z < 0$  – постоянная распространения волны  $H_{10}$  в волноводе;  $R$  – подлежащий вычислению комплексный коэффициент отражения по основной моде.

Здесь и далее линейные величины  $x, z, a, c, d$  записаны в безразмерных единицах, полученных путем умножения соответствующих величин на волновое число свободного пространства  $k_0 = 2\pi/\lambda$ .

Для нахождения электромагнитного поля при  $z > 0$  требуется решить однородное уравнение Гельмгольца

моугольная решетка из волноводов сводится к решетке из волноводов, образованных параллельными пластинами. Такая излучающая система показана на рис. 10.2.

Поскольку в решетке из параллельных пластин нет неоднородностей вдоль оси  $y$  и возбуждающие поля не зависят от этой координаты, то излучаемые волноводами электромагнитные поля содержат

$$\frac{\partial^2 \dot{E}_y(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \dot{E}_y(x, z)}{\partial z^2} + \varepsilon \dot{E}_y(x, z) = 0, \quad (10.2)$$

с периодическим граничным условием (10.1). Краевую задачу дополняют условия непрерывности тангенциальных компонент  $\dot{E}_y$  и  $\dot{H}_x$  на границе раздела диэлектрик–свободное пространство ( $z = d$ ).

Граничная задача (10.2) методом разделения переменных сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению с периодическим коэффициентом (уравнению Хилла). Его решение дает  $c$ -периодическую функцию, поэтому и решение уравнения (10.2) является  $c$ -периодической функцией, представимой в виде разложения в ряд Фурье

$$\dot{E}_y(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m(z) e^{-j \frac{2m\pi}{c} x} e^{-j \psi \frac{x}{c}}, \quad (10.3)$$

где  $A_m(z)$  – неизвестные функции, имеющие смысл зависимостей амплитуд пространственных гармоник вдоль координаты  $z$ .

Формула (10.3) есть аналитическое выражение для одной из формулировок теоремы Флоке: электромагнитное поле над раскрытым ФАР ( $z > 0$ ), с точностью до постоянного множителя, учитывающего фазирование ( $\exp(-j\psi x/c)$ ), является  $c$ -периодической функцией по координате  $x$ .

В выражении (10.3), описывающем электрическое поле в полупространстве над антенной, неизвестными остаются функции  $A_m(z)$  и коэффициент отражения  $R$ . Для нахождения  $A_m(z)$  подставим выражение (10.3) в уравнение (10.2) и воспользуемся линейной независимостью функции  $e^{-j(2\pi m + \psi)x/c}$ . Получим волновое уравнение для нахождения коэффициентов разложения  $A_m(z)$ :

$$\frac{d^2 A_m(z)}{dz^2} + \left[ \varepsilon - \left( \frac{2\pi m + \psi}{c} \right)^2 \right] A_m(z) = 0. \quad (10.4)$$

Общее решение уравнения (10.4) с учетом принципа излучения можно записать:

$$\begin{aligned} A_m(z) &= B_m \cos \beta_m z + D_m \sin \beta_m z, \quad \text{при } 0 < z < d; \\ A_m(z) &= F_m e^{-j\beta_m(z-d)}, \quad \text{при } z > d, \end{aligned} \quad (10.5)$$



где

$$\beta_m = \sqrt{\varepsilon - \left(\frac{2\pi m + \Psi}{c}\right)^2}; \quad \beta_{m0} = \sqrt{1 - \left(\frac{2\pi m + \Psi}{c}\right)^2};$$

– постоянные распространения пространственных гармоник в диэлектрике и свободном пространстве соответственно.

Из второго уравнения Максвелла определяем тангенциальную компоненту магнитного поля

$$\dot{H}_x = -j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m (D_m \cos \beta_m z - B_m \sin \beta_m z) e^{-j(2\pi m + \Psi)x/c}, \quad \text{при } 0 < z < d;$$

$$\dot{H}_x = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_{m0} F_m e^{-j\beta_{m0}(z-d)} e^{-j(2\pi m + \Psi)x/c}, \quad \text{при } z > d. \quad (10.6)$$

Из условия непрерывности  $E_y$  и  $H_x$  при  $z = d$ , используя линейную независимость функций  $e^{-j(2\pi m + \Psi)x/c}$ , соответственно получим

$$\begin{aligned} B_m \cos \beta_m d + D_m \sin \beta_m d &= F_m; \\ -B_m \sin \beta_m d + D_m \cos \beta_m d &= -j \frac{\beta_{m0}}{\beta_m} F_m. \end{aligned}$$

Для определения неизвестного коэффициента  $B_m$  воспользуемся граничным условием при  $z = 0$ . Так как электрическое поле со стороны фидера ( $z = -0$ ) и свободного пространства ( $z = +0$ ) является  $c$ -периодической функцией координаты  $x$ , то граничное условие достаточно удовлетворить для одного волновода на промежутке  $-c < x < +c$ :

$$E_y(x, z = -0) = \begin{cases} (1+R) \cos \frac{\pi}{a} x, & |x| < a/2 \\ 0, & a/2 < |x| < c/2 \end{cases}$$

$$\dot{E}_y(x, z = +0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m e^{-j(2\pi m + \Psi)\frac{x}{c}}.$$

Следовательно,

$$(1+R)e^{j\psi\frac{x}{c}} \cos \frac{\pi}{a}x = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m e^{-j2\pi m\frac{x}{c}}$$

при  $|x| < a/2$  и  $B_m$  являются коэффициентами ряда Фурье  $c$ -периодической функции:

$$\begin{aligned} \dot{B}_m &= \frac{1+R}{c} \int_{-a/2}^{a/2} \cos \frac{\pi}{a}x e^{j\psi\frac{x}{c}} e^{j2\pi m\frac{x}{c}} dx = \\ &= (1+R) \frac{2\pi}{ac} \frac{\cos \frac{(2\pi m + \psi)a}{2c}}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{2\pi m + \psi}{c}\right)^2} = (1+R)G_m. \end{aligned} \quad (10.7)$$

Теперь нетрудно вычислить  $D_m$  и  $F_m$ :

$$\begin{aligned} \dot{D}_m &= B_m \frac{\sin \beta_m d - j \frac{\beta_{m0}}{\beta_m} \cos \beta_m d}{\cos \beta_m d + j \frac{\beta_{m0}}{\beta_m} \sin \beta_m d}; \\ \dot{F}_m &= \frac{B_m}{\cos \beta_m d + j \frac{\beta_{m0}}{\beta_m} \sin \beta_m d}. \end{aligned} \quad (10.8)$$

Таким образом, электрическое поле в диэлектрике и свободном пространстве найдено с точностью до коэффициента отражения  $R$ . Для его вычисления воспользуемся законом сохранения энергии

$$\frac{1}{2} \int_{-a/2}^{a/2} E_y^* H_x dx \Big|_{z=0} = \frac{1}{2} \int_{-c/2}^{c/2} E_y^* H_x dx \Big|_{z=+0}. \quad (10.9)$$

Энергия электромагнитного поля, поступающая из фидера:

$$\frac{1}{2} \int_{-a/2}^{a/2} E_y^* H_x dx \Big|_{z=0} = \frac{\gamma_1 a}{4} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (1+R^*)(1+R).$$

Для вычисления интеграла, стоящего в правой части равенства (10.9), воспользуемся теоремой Парсеваля, позволяющей выразить энергию поля через амплитуды пространственных гармоник:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int_{-c/2}^{c/2} E_y^* H_x dx \Big|_{z=+0} &= -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{c}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m B_m^* D_m = \\ &= -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{c}{2} (1+R^*)(1-R) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m |G_m|^2 \frac{\sin \beta_m d - j \frac{\beta_{m0}}{\beta_m} \cos \beta_m d}{\cos \beta_m d + j \frac{\beta_{m0}}{\beta_m} \sin \beta_m d}. \end{aligned}$$

После подстановки найденных интегралов в равенство (10.9) легко найти полную проводимость излучающей системы ФАР–диэлектрическое покрытие

$$Y = \frac{1-R}{1+R} = j \frac{2c}{a\gamma_1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m |G_m|^2 \frac{\sin \beta_m d - j \frac{\beta_{m0}}{\beta_m} \cos \beta_m d}{\cos \beta_m d + j \frac{\beta_{m0}}{\beta_m} \sin \beta_m d}. \quad (10.10)$$

Из равенства (10.10) следует, что

$$R = \frac{1-Y}{1+Y}. \quad (10.11)$$

Под полной проводимостью здесь понимаем суммарную проводимость системы для излучаемых и поверхностных волн.

Для вычисления ДН в секторе сканирования подставим  $A_m(z)$  при  $z = d$  в выражение (10.3) и, с учетом  $F_m$  из выражения (10.8), определим электрическое поле на поверхности диэлектрика со стороны свободного пространства. Эта поверхность, в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля, становится вторичным источником радиоволны, и именно ее надо понимать как излучающий раскрыв. Взяв преобразование Фурье по  $x$  от электрического поля на поверхности диэлектрика, получим выражение для ДН ФАР при сканировании

$$\Phi(E_y(x, z)) = \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, z) e^{jxt} dx = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{jtc m} e^{-j m \Psi} \int_{-c/2}^{c/2} E_y(x, z) e^{jxt} dx.$$

Обозначим  $t = \sin \theta$  и представим последнюю формулу в виде произведения

$$\Phi(E_y(x, z)) = S(\psi, \theta) f(\psi, \theta), \quad (10.12)$$

где  $S(\psi, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{jm(c \sin \theta - \psi)}$  – множитель решетки,

$$f(\psi, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} 2(-1)^{m+1} F_m \frac{\sin\left(\frac{c \sin \theta - \psi}{2}\right)}{\frac{2\pi m + \psi}{c} - \sin \theta} \quad (10.13)$$

– преобразование Фурье от поля в апертуре (при  $z = 0$ ), совпадающее с аналогичным преобразованием для открытого конца волновода в бесконечном металлическом экране при  $|x| < c/2$ . ДН этой апертуры  $f(\psi, \theta) = f(\psi, \theta) \cos \theta$  называется множителем излучателя.

Заметим, что множитель решетки при  $m \rightarrow \infty$  преобразуется к виду

$$\begin{aligned} S(\psi, \theta) &= \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{\sin\left[\left(m + \frac{1}{2}\right)(c \sin \theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(c \sin \theta - \psi)\right]} = \\ &= 2\pi \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(c \sin \theta - \psi + 2\pi m), \end{aligned} \quad (10.14)$$

где  $\delta$  – дельта-функция Дирака.

Из формулы (10.14) следует, что ФАР излучает только в фиксированных направлениях, для которых

$$c \sin \theta - \psi + 2\pi m = 0; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (10.15)$$

При этом распределение электрического поля в дальней зоне определяется множителем излучателя  $f(\psi, \theta)$ . При  $\psi = 0$ ,  $m = 0$  луч, перпендикулярный решетке, называется основным лучом. При изменении  $\psi$  основной луч сканирует. Причем при изменении  $\psi$  на промежутке  $\psi \in [-c; +c]$  основной луч осматривает пространство в пределах  $\theta \in [-90^\circ; +90^\circ]$ .

Из выражений (10.12), (10.13) следует, что интенсивность основного луча, идущего в направлении  $\theta$ , пропорциональна  $f(\psi, \theta)$ . Следовательно, ДН волноводной ФАР при сканировании в  $H$ -плоскости можно окончательно записать

$$|\Phi(\theta)| = |(1 + R)c \cos \theta D_0(\sin \theta)| = \left| (1 + R) \frac{2\pi}{a} \cos \theta \frac{\cos\left(\frac{a}{2} \sin \theta\right)}{\left[\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \sin^2 \theta\right] \left(\cos \beta_0 d + j \frac{\beta_{00}}{\beta_0} \sin \beta_0 d\right)} \right|, \quad (10.16)$$

где  $\beta_0 = \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}$ ;  $\beta_{00} = \cos \theta$ ;  $R$  – комплексный коэффициент отражения, вычисляемый по формуле (10.11).

Зная ДН и коэффициент отражения, можно вычислить все остальные характеристики антенной системы.

На рис. 10.3, 10.4, 10.5 в качестве примера приведены рассчитанные значения ДН и  $|R|$  для ФАР с диэлектрическим покрытием с парамет-

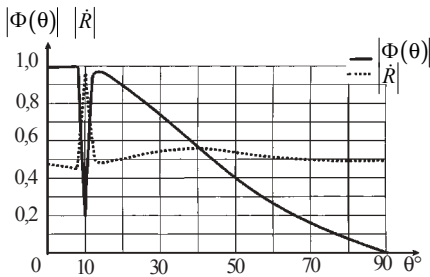


Рис. 10.3

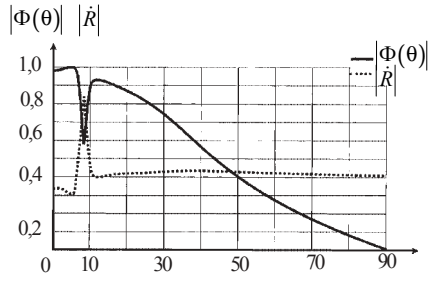


Рис. 10.4

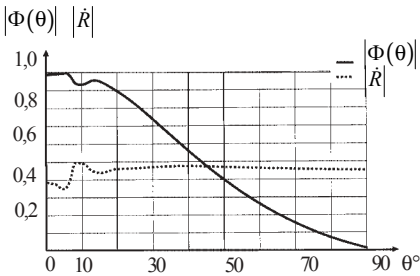


Рис. 10.5

рами: шаг решетки 2,4 см; ширина волновода 2,3 см;  $\lambda = 3,0$  см;  $\epsilon = 2,84$ ; толщина покрытия  $d$  (1,28 см, рис. 10.3; 1,17 см, рис. 10.4; 1,2 см, рис. 10.5). Из рис. 10.3 видно, что при угле  $10^\circ$  ДН имеет сильный провал, а  $|R|$  – выброс, что подтверждается законом сохранения

энергии. При толщине покрытия  $d = 1,17$  см (см. рис. 10.4) провал и выброс уменьшаются по величине и определяются при угле  $8^\circ$ . Варьируя толщиной покрытия, можно получить оптимальную ДН и  $|R|$  (плавный спад ДН и минимальное отражение во всем секторе обзора РЛС, см. рис. 10.5). При этом толщина диэлектрика составляет 1,2 см.

### Библиографический список

1. *Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч.* Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир, 1974.
2. *Кюн Р.* Микроволновые антенны. Л.: Судостроение, 1967.
3. *Каплун В. А.* Обтекатели антенн СВЧ. М.: Сов. радио, 1974.
4. *Мануйлов Б. Д., Шабловский В. М.* Возбуждение решетки плоских волноводов, покрытых слоем диэлектрика конечной толщины// Радиоэлектроника. Т. 28, № 2, 1985.
5. *Красюк В. Н.* Антенны СВЧ с диэлектрическими покрытиями. Л.: Судостроение, 1986.
6. О вычислении характеристик волновода в металлическом экране с однородным диэлектрическим покрытием / *А. Е. Барыбин, В. Н. Красюк, А. Л. Трескунов и др.* // Прикладные задачи электродинамики: Межвуз. сб. научн. тр. ЛИАП. Л., 1988.
7. *Барыбин А. Е., Красюк В. Н., Трескунов А. Л.* Расчет антенны РТС посадки гиперзвукового самолета на ПЭВМ IBM-PC/AT: Метод. указания к выполнению лабораторной работы/ СПИАП. СПб., 1992.
8. *Пригода Б. А., Кокунько В. С.* Обтекатели антенн летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1974.
9. Техническая электродинамика и антенны. Ч. 2. Антенны: Учеб. пособие / Под ред. *В. Н. Красюка*; ЛИАП. Л., 1992.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие .....	3
1. Качественные и количественные характеристики антенн .....	4
1.1. Общие сведения об антеннах и их технические показатели .....	4
1.2. Элементарные излучатели электромагнитных волн .....	9
1.3. Основы теории приемных антенн .....	15
Библиографический список .....	20
2. Симметричный и несимметричный вибраторы .....	21
2.1. Симметричный вибратор в свободном пространстве .....	21
2.2. Вибратор над поверхностью земли .....	26
Библиографический список .....	36
3. Антенны сверхдлинных, длинных, средних и коротких волн .....	38
3.1. Вертикальные несимметричные вибраторы .....	38
3.2. Рамочные антенны .....	44
3.3. Горизонтальные симметричные вибраторы .....	44
3.4. Синфазная горизонтальная антенна .....	47
3.5. Ромбические антенны .....	51
3.6. Антенна бегущей волны .....	53
3.7. Согласование фидера с нагрузкой .....	55
Библиографический список .....	60
4. Антенны ультракоротких волн .....	61
4.1. Антенна типа «волновой канал» .....	61
4.2. Диэлектрические стержневые антенны .....	63
4.3. Антенны поверхностных волн .....	67
4.4. Спиральные антенны .....	69
4.5. Волноводно-щелевые антенны .....	73
Библиографический список .....	78
5. Апертурные антенны сверхвысоких частот .....	79
5.1. Рупорные антенны .....	79
5.2. Зеркальные антенны .....	83
5.3. Линзовые антенны .....	90
5.4. Антенны в радиолокационных станциях .....	97
Библиографический список .....	98
6. Волноводы и их согласование с нагрузкой .....	100
6.1. Характеристики и параметры волноводов .....	100
6.2. Согласующие элементы .....	105
6.3. Коаксиально-волноводный переход .....	109

Библиографический список .....	112
7. Элементы и узлы антенно-фидерного тракта .....	113
7.1. Сочленения волноводов и переходы на разные типы линий .....	113
7.2. Волноводные уголки и изгибы .....	117
7.3. Фильтрующие элементы .....	119
7.4. Тройники и мосты СВЧ .....	121
7.5. Ферритовые устройства .....	123
7.6. Антенные переключатели импульсных РЛС .....	127
Библиографический список .....	129
8. Антенные решетки с электрическим сканированием луча .....	130
8.1. Общие сведения о ФАР .....	130
8.2. Элементная база ФАР .....	138
8.3. Влияние несогласованности излучателей ФАР на характе- ристики делителей мощности .....	143
Библиографический список .....	152
9. Методика расчета антенн с многослойными диэлектрическими покрытиями .....	153
Библиографический список .....	163
10. Инженерный метод расчета характеристик излучения ФАР с диэлектрическим покрытием .....	164
Библиографический список .....	175



Учебное издание

**Белоцерковский Григорий Бенционович**  
**Красюк Владимир Николаевич**

**ЗАДАЧИ И РАСЧЕТЫ ПО КУРСУ**  
**«УСТРОЙСТВА СВЧ И АНТЕННЫ»**

Учебное пособие

Редактор *А. В. Подчепалева*  
Компьютерная верстка *А. Н. Колешко*

---

Сдано в набор 12.11.02. Подписано к печати 30.12.02. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 10,34. Усл. кр.-отг. 11,27. Уч. -изд. л. 10,65. Тираж 150 экз. Заказ №

---

Редакционно-издательский отдел  
Отдел электронных публикаций и библиографии библиотеки  
Отдел оперативной полиграфии  
СПбГУАП

190000, Санкт-Петербург, ул. Б. Морская, 67