Министерство образования и науки Российской Федерации Балтийский государственный технический университет «Военмех»

В. В. СМИРНОВ, В. П. СМОЛИН

УСТРОЙСТВА СВЧ И АНТЕННЫ

Учебное пособие

Смирнов, В. В.

C50

Устройства СВЧ и антенны: учебное пособие / В.В.Смирнов, В.П.Смолин; Балт. гос. техн. ун-т. – СПб., 2012. – 188 с. ISBN 978-5-85546-719-2

Систематизированы сведения об СВЧ-устройствах радиоэлектронных систем различного назначения, приведены данные о конструкции и особенностях работы основных типов антенн.

Предназначено для студентов очно-заочного обучения по специальностям 210304 и 210305.

УДК 621.396.6.029.6(075.8)

Рецензенты: кафедра механики Санкт-Петербургского государственного университета гражданской авиации (зав. каф. д-р техн. наук, проф. E.A.Куклев), канд. техн. наук, доц. B.A.Керножицкий

Утверждено редакционно-издательским советом университета

© БГТУ, 2012 © Авторы, 2012

ISBN 978-5-85546-719-2

ВВЕДЕНИЕ

В разделе курса «Техническая электродинамика», посвященном устройствам СВЧ, рассматриваются вопросы анализа, синтеза и технической реализации пассивных устройств, работающих на частотах 100 МГц ... 300 ГГц. В большинстве случаев они представляют собой конструктивное сочетание проводников, диэлектриков и магнитодиэлектриков и относятся к классу линейных радиотехнических устройств.

В число наиболее распространенных СВЧ-устройств входят отрезки линии передачи, переходные и стыковые узлы, согласующие элементы, ответвители и поглотители мощности, фильтры, фазо-вращатели, коммутирующие устройства, вентили и т. д. Совокупность СВЧ-устройств, сочлененных между собой определенным образом, называют трактом СВЧ или линией передачи.

В радиосистеме тракт занимает место между антенной и радиопередающим и радиоприемным устройствами. Он передает электромагнитную энергию, обеспечивает соответствующий режим входных цепей приемника, выполняет предварительную частотную фильтрацию сигналов, может содержать устройства изменения положения луча антенны в пространстве и устройства контроля работы радиосистемы.

Несмотря на разнообразие применяемых устройств СВЧ, основу построения любых СВЧтрактов составляет достаточно общая и единая теория цепей СВЧ. Она базируется на матричном аппарате линейной алгебры, теории функций комплексной переменной и некоторых других разделах математики и преимущественно ориентирована на применение ЭВМ в качестве основного инструмента для расчета и проектирования.

Теория цепей СВЧ тесно связана с разделами электродинамики, относящимися к решению внутренних граничных задач, т. е. задач, связанных с нахождением полей внутри линий передачи, объемных резонаторов, полей вблизи нерегулярностей линий передачи. Строгие и полные решения электродинамических задач даже для самых простых СВЧ-устройств очень сложны. Однако в большинстве практических случаев при применении того или иного СВЧ-устройства совсем необязательно точно знать характер поля внутри него. Важно лишь знать ответную реакцию отдельных элементов СВЧ на внешние воздействия. При таком подходе каждому элементу СВЧ соответствует некая идеализированная математическая модель.

Располагая математическими моделями отдельных СВЧ-элементов, можно воспользоваться алгоритмами и правилами общей теории цепей СВЧ для определения внешних характеристик тракта в целом, не интересуясь внутренними полями в отдельных элементах.

1. ЭЛЕМЕНТЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ И СОГЛАСУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Линия передачи (фидер) – устройство, предназначенное для передачи электромагнитной энергии от ее источника к нагрузке. Различают регулярные и нерегулярные линии передачи.

Регулярная линия передачи представляет собой прямолинейный участок линии, геометрические и электрические параметры которой одинаковы по длине. В нерегулярной линии передачи электрические параметры являются функцией продольной координаты. Обычно фидер состоит из отрезков регулярных линий и различных нерегулярностей (неоднородностей), таких как соединительные и согласующие устройства, трансформаторы типов волн и т. д.

1.1. Основные электрические характеристики линий передачи

Процесс передачи электромагнитной энергии в любой регулярной линии передачи можно исследовать с помощью модели в виде двухпроводной линии (рис. 1.1). Основные характеристики исследуемой линии будут эквивалентны характеристикам модели, если коэффициент распространения и волновое сопротивление у них одинаковы. Такая эквивалентность основывается на возможности обобщения теории двухпроводных линий на другие типы линий (в том числе и волноводные) в тех случаях, когда свойства линии можно охарактеризовать ограниченным числом внешних параметров.

Волновой процесс в линии передачи можно представить в виде суммы падающих и отраженных волн: $\dot{A}(z)=\dot{A}_\Pi(z)+\dot{A}_0(z)==\dot{A}_\Pi e^{\gamma z}+\dot{A}_0 e^{-\gamma z}$, где \dot{A} – комплексная амплитуда какого-либо из компонентов электромагнитного поля; \dot{A}_Π , \dot{A}_0 – значения этих компонентов в конце линии (z=0)

соответственно для падающей и отраженной волны; $\gamma = \alpha + i\beta$ – комплексная постоянная распространения.

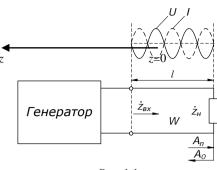


Рис. 1.1

Модуль $\Gamma_{\rm H}$ и $\phi_{\rm H}-$ фаза комплексного коэффициента отражения $\dot{\Gamma}_{\rm H}$ определяются из соотношения $\dot{\Gamma}_{\rm H}=\dot{A}_{\rm O}/\dot{A}_{\rm H}=\dot{\Gamma}_{\rm H}e^{i\phi_{\rm H}}$. Различают коэффициент отражения по напряжению (напряженности электрического поля) и по току (напряженности магнитного поля). В дальнейшем будем пользоваться коэффициентом отражения по напряжению.

На расстоянии z от нагрузки коэффициент отражения $\dot{\Gamma}_z = \dot{A}_0 e^{-\gamma z} / \dot{A}_n e^{\gamma z} = \dot{\Gamma}_H e^{-2\gamma z}$. В линии без потерь $\gamma = i\beta$, так как коэффициент ослабления $\alpha = 0$, а

$$\dot{\Gamma}_{z} = \dot{\Gamma}_{H} e^{-2i\beta z}. \tag{1.1}$$

Полное входное сопротивление линии в любом сечении на расстоянии z от нагрузки

$$\dot{Z}_{\text{bx}} = W \frac{1 + \dot{\Gamma}_{z}}{1 - \dot{\Gamma}_{z}},\tag{1.2}$$

где W — волновое сопротивление линии. Из (1.1) следует, что на конце линии $\dot{Z}_{\rm BX}=\dot{Z}_{\rm H}=W(1+\dot{\Gamma}_z)/(1-\dot{\Gamma}_z)$ и комплексный коэффициент отражения от нагрузки

$$\dot{\Gamma}_{\scriptscriptstyle H} = \frac{\dot{Z}_{\scriptscriptstyle H} - W}{\dot{Z}_{\scriptscriptstyle H} + W}.\tag{1.3}$$

Подставляя (1.1) и (1.3) в (1.2), получаем формулу для входного сопротивления линии без потерь на расстоянии z от нагрузки:

$$\dot{Z}_{_{\mathrm{BX}}} = W\,\frac{1+\dot{\Gamma}_{_{\mathrm{H}}}e^{-2i\beta z}}{1-\dot{\Gamma}_{_{\mathrm{H}}}e^{-2i\beta z}} = W\,\frac{\dot{Z}_{_{\mathrm{H}}}+iW\mathrm{tg}\beta z}{W+i\dot{Z}_{_{\mathrm{H}}}\mathrm{tg}\beta z}.$$

При согласовании линии с нагрузкой $Z_{_{\rm H}} = W$ коэффициент отражения от нагрузки равен нулю, а входное сопротивление линии в любом сечении равно W.

Коэффициент стоячей волны ($K_{c.в}$) в линии у нагрузки определяется как отношение максимальной величины напряжения на линии к минимальному:

$$K_{\text{c.B}} = \frac{A_{\text{max}}}{A_{\text{min}}} = \frac{A_{\text{H}} + A_{\text{o}}}{A_{\text{H}} - A_{\text{o}}} = \frac{1 + \Gamma_{\text{H}}}{1 - \Gamma_{\text{H}}}.$$
 (1.4)

В случае активной нагрузки ($Z_{\rm H}$ = $R_{\rm H}$) $K_{\rm c.B}$ равен бо́льшей из величин $R_{\rm H}/W$ или $W/R_{\rm H}$ (это следует из подстановки (1.3) в (1.4)). Величина, обратная $K_{\rm c.B}$, называется коэффициентом бегущей волны ($K_{\rm 6.B}$), $K_{\rm 6.B}$ = $(1-\Gamma_{\rm H})/(1+\Gamma_{\rm H})$.

^{*} В электронике 1 Hп = 8,686 дБ.

Напряжение в линии передачи (напряженность электрического поля) зависит от величины передаваемой мощности, волнового сопротивления и режима работы линии: $U = \sqrt{2PW}$, где P- мощность, проходящая через сечение линии, в котором определяется напряжение. Максимальное напряжение в линии

$$U_{\text{max}} = \sqrt{2PWK_{\text{c.B}}} \ . \tag{1.5}$$

Если U_{max} равно пробивному напряжению линии передачи $U_{\text{проб}}$, то из (1.5) определяется максимальная мощность, допустимая для передачи по линии,

$$P_{\text{доп}} = U_{\text{проб}}^2 / (2WK_{\text{c.B}}).$$
 (1.6)

Из (1.6) следует, что с увеличением $K_{\text{с.в}}$ величина $P_{\text{доп}}$ уменьшается.

Фазочастотная характеристика линии зависит от фазового сдвига ϕ , создаваемого линией передачи, от частоты сигнала, распространяющегося по линии. В режиме согласования $\phi=\beta l=(\omega/\nu_{\phi})l$. Если фазовая скорость ν_{ϕ} сигнала в линии не зависит от частоты, то фазочастотная характеристика линии передачи изображается в виде прямой, имеющей уравнение $\phi=(l/\nu_{\phi})\omega$ ($l/\nu_{\phi}={\rm const}$). Групповая скорость распространения сигнала $\nu_{\rm rp}=ld\omega/d\phi$ в этом случае постоянна, и линия не вносит в сигнал фазовых искажений. Если фазочастотная характеристика линии передачи нелинейна вследствие зависимости фазовой скорости от частоты или из-за рассогласования, то групповая скорость будет непостоянна и сигнал, распространяющийся по линии, будет претерпевать фазовые искажения.

1.2. Нерегулярности в линиях передачи

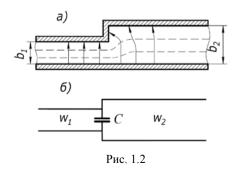
Нерегулярности (неоднородности) в линиях передачи возникают в результате неточностей изготовления регулярных линий, воздействия внешних факторов (температуры, давления и др.), а также создаются для выполнения различных специальных функций.

По назначению специально создаваемые нерегулярности подразделяют на следующие группы:

- 1) элементы, предназначенные для соединения линий одного и различных типов;
- 2) изгибы, уголки и повороты линии, необходимые для монтирования линии;
- 3) подвижные и вращающиеся сочленения;
- 4) согласующие устройства;
- 5) устройства, предназначенные для фильтрации, деления или сложения мощности, переключатели и др.

Нерегулярности можно классифицировать и по характеру их протяженности вдоль линии. Если протяженность нерегулярности много меньше длины волны в линиях, то такую нерегулярность называют сосредоточенной.

Распределенная нерегулярность имеет длину, соизмеримую с длиной волны или превышающую ее. Сосредоточенная нерегулярность возникает, например, при соединении двух волноводов с одинаковыми размерами ($a_1 = a_2$), но разными размерами узкой стенки ($b_1 \neq b_2$) (рис. 1.2, a). Размеры волноводов выбраны так, что справа и слева от неоднородностей может распространяться только волна типа H_{10} , однако вблизи нерегулярности структура поля отлична от поля волны H_{10} . Поле у нерегулярности может быть представлено суммой полей волны H_{10} и множества волн высших типов как H_{mn} , так и E_{mn} .



Высшие типы волн существуют только вблизи нерегулярности в виде реактивных полей, не переносящих энергию. Так как рассматриваемая нерегулярность в основном искажает электрическое поле, то по своему действию она эквивалентна некоторой емкости C (рис. 1.2, δ). При преобладающих искажениях магнитного поля нерегулярность эквивалентна некоторой индуктивности.

В общем случае вблизи нерегулярности существует искажение как электрического, так и магнитного поля. Строгое математическое исследование полей вблизи нерегулярности – весьма сложная задача. Однако основной интерес представляют не сами поля высших типов волн, а тот эффект, который они вызовут в примыкающих к нерегулярности участках линии передачи. Если длины этих регулярных участков достаточно велики, то высшие типы волн затухнут, не дойдя до концов этих участков. Поэтому на входе и выходе регулярных участков слева и справа от нерегулярности будут существовать только волны основных типов, поэтому допустимо представление нерегулярности эквивалентной реактивностью.

Распределенные нерегулярности могут рассматриваться как отрезки нерегулярной линии передачи, у которой отражение электромагнитной волны происходит непрерывно на всей длине нерегулярной линии. Обычно распределенная нерегулярность используется в качестве плавного перехода между волноводами различного поперечного сечения, между коаксиальными линиями с разным волновым сопротивлением и т. п.

Реальная линия передачи состоит из отрезков регулярных линий и различных нерегулярностей, характеризуемых своим коэффициентом отражения $\dot{\Gamma}_i = \Gamma_i \exp(i\phi_i)$. Волны, отраженные от нерегулярностей, складываются на входе линии с учетом фазовых сдвигов, усиливая или ослабляя друг друга.

В первом приближении, без учета многократных отражений волн от нерегулярностей, результирующий коэффициент отражения вычисляют по формуле $\dot{\Gamma}_{\Sigma} \approx \sum_{i=1}^{n} \dot{\Gamma}_{i} e^{-2i\beta l_{i}}$, где l_{i} – расстояние от входа линии до i -й нерегулярности. Соответственно результирующий коэффициент передачи определяется в первом приближении следующим образом: $\tau_{\Sigma} = \prod_{i=1}^{n} \dot{\tau}_{i}$. В реальных устройствах иза неизбежного разброса размеров линий и нерегулярностей величина $|\dot{\Gamma}_{i}|$ изменяется мало, однако наблюдается существенный разброс по фазе отраженной волны. Поэтому реальная линия характеризуется вероятностью P получения $|\dot{\Gamma}_{\Sigma}| = \Gamma_{\Sigma}$, не превышающего заданной величины $\Gamma_{\Sigma \max}$.

Формула $\Gamma_{\Sigma_{\max}} \leq \Gamma_{\Sigma} \times \left[P \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \Gamma_{i}^{2}} \right]$ позволит определить величины Γ_{i} каждого элемента, обеспечивающие $\Gamma_{\Sigma_{\max}}$ с вероятностью P.

1.3. Согласующие устройства

Согласование линии передачи заключается в преобразовании сопротивления нагрузки в сопротивление, равное волновому сопротивлению линии, в результате чего в линии устанавливается бегущая волна. Режим бегущей волны обладает следующими преимуществами: максимальным КПД, равенством входного сопротивления волновому, минимальной величиной напряжения в линии при заданной мощности, а также минимальными фазовыми искажениями сигнала.

На практике задача согласования линий и узлов формулируется следующим образом. Пусть имеются линия и нагрузка. Сопротивление нагрузки $Z_{\rm H}$ в общем случае комплексно, меняется с частотой и не равно волновому сопротивлению линии, поэтому $\Gamma_{\rm H}(\omega) \neq 0$. Волновое сопротивление линии W практически активно, возможные изменения его с частотой отнесем условно к нагрузке. Необходимо рассчитать согласующее устройство, включаемое между линией и нагрузкой, таким образом, чтобы в рабочей полосе частот $\Pi = f_{\rm B} - f_{\rm H}$ модуль коэффициента отражения на входе согласующего устройства не превышал допустимого значения $\Gamma \leq \Gamma_{\rm доп}$. Здесь $f_{\rm H}$ и $f_{\rm B}$ — нижняя и верхняя границы полосы согласования.

Предположим, что потери в согласующем устройстве пренебрежимо малы. Для удобства рассмотрения разобьем его на две части: узел компенсации, преобразующий комплексную нагрузку $\dot{Z}_{\rm H}$ в активную $R_{\rm K}$, практически не зависящую от частоты, и трансформатор активных сопротив-

лений, обеспечивающий преобразование $R_{\rm K}$ в $R_{\rm T}\!=\!\!W$ (рис. 1.3). Если $\dot{\Gamma}_{\rm T}$ – коэффициент отражения от трансформатора, а $\dot{\Gamma}_{\rm K}$ – от узла компенсации, то отражение от согласующего устройства $\dot{\Gamma}\!=\!\dot{\Gamma}_{\rm T}\!+\!\dot{\Gamma}_{\rm K}$, если оба слагаемые малы. Так как фазы указанных коэффициентов меняются независимо, заданный допуск на коэффициент отражения распределяется обычно между двумя узлами: $\dot{\Gamma}_{\rm доп}\!=\!\dot{\Gamma}_{\rm T,non}\!+\!\dot{\Gamma}_{\rm K,non}$.

Узел компенсации представляет собой соединение реактивностей, которые в диапазоне СВЧ реализуются с помощью отрезков линий, штырей, диафрагм и т. п. Однако схема с идеальной широкополосной компенсацией на практике нереализуема. Теоретически доказано, что при любой схеме узла компенсации не может быть нарушено неравенство

$$\int_{0}^{\infty} \ln(1/\Gamma_{\kappa}) df \le F_{\kappa}, \qquad (1.7)$$

где $F_{\rm K}$ = const и зависит от характера нагрузки. Например $F_{\rm K}$ =1/(2RC) для RC-шунта, $F_{\rm K}$ = R/(2L) для последовательной RL-цепочки, $F_{\rm K}$ = R/Q для резонатора.

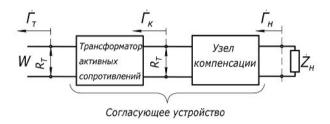


Рис. 1.3

Из (1.7) следует, что $\Gamma_{\rm K}$ не может быть равен нулю в какой-либо конечной полосе частот, иначе интеграл обращался бы в бесконечность. В оптимальном случае $\Gamma_{\rm K} = \Gamma_{\rm Kmin} = {\rm const}$ в рабочей полосе частот и $\Gamma_{\rm K} = 1$ вне этой полосы, тогда $\Pi \ln(1/\Gamma_{\rm Kmin}) = F_{\rm K}$; $\Gamma_{\rm K} = \Gamma_{\rm Kmin} = {\rm exp}(-F_{\rm K}/\Pi)$. В узкой полосе частот $\Gamma_{\rm K}$ можно сделать меньшим, чем в широкой. Схемы узлов компенсации многообразны и выбираются в соответствии с характером нагрузки, полосой частот и конкретными особенностями работы.

Трансформатор сопротивлений представляет собой участок неоднородной линии передачи, волновое сопротивление которой меняется по длине от $R_{\rm T}$ до $R_{\rm K}$ плавно либо скачками. Задачей расчета трансформатора сопротивлений является отыскание трансформаторов наименьшей длины, обеспечивающих коэффициент отражения $\Gamma_{\rm T} \leq \Gamma_{\rm T_{\rm доп}}$ в заданной полосе частот при известном отношении $R_{\rm K}/R_{\rm T}$. Если длина трансформатора ограничена, то для $\Gamma_{\rm T_{\rm доп}}$ существует некоторый минимальный предел.

Принцип работы всех согласующих устройств один и тот же. От несогласованной нагрузки возникает отраженная волна. Элементы согласующего устройства создают дополнительные отраженные волны, которые компенсируют первоначальную.

В узкополосном согласующем устройстве, как правило, сочетается компенсация реактивности нагрузки и трансформация сопротивлений. Примеры узкополосных согласующих элементов: четвертьволновый трансформатор, параллельный передвижной шлейф, двух- и трехшлейфовый трансформаторы и т. д.

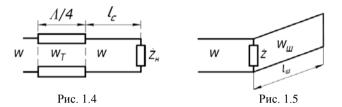
Четвертьволновый трансформатор (рис. 1.4) используют для соединения линий передачи одного типа с различными волновыми сопротивлениями и для согласования линий с активной нагрузкой. Отрезок линии длиной $l=\Lambda/4$ трансформирует сопротивление нагрузки $\dot{Z}_{\rm H}$ во входное сопротивление $\dot{Z}_{\rm BX}$ по закону $\dot{Z}_{\rm BX}=W_{\rm T}^2/\dot{Z}_{\rm H}$. $W_{\rm T}-$ величина вещественная, и при комплексной нагрузке входное сопротивление будет также комплексным. Поэтому с помощью четвертьволнового трансформатора можно согласовывать только активные сопротивления.

Для согласования линии с волновым сопротивлением W с нагрузкой $R_{\rm H}$ необходимо между нагрузкой и линией включить четвертьволновый отрезок линии с волновым сопротивлением $W_{\rm T}$,

определяемым из соотношений $W\!=\!Z_{\rm BX}\!=\!\!W_{\rm T}^2/R_{\rm H}$; $W_{\rm T}\!=\!\!\sqrt{W\!R_{\rm H}}$. Изменение волнового сопротивления на участке длиной $\Lambda/4$ достигается изменением размеров поперечного сечения линии или изменением диэлектрика.

Если линия нагружена на комплексное сопротивление $\dot{Z}_{\rm H}$ (рис. 1.4), то четвертьволновый трансформатор присоединяется к нагрузке через участок линии длиной $l_{\rm c}$, который обеспечивает в месте включения трансформатора чисто активное сопротивление. Для этого в месте включения трансформатора должен быть узел или пучность стоячей волны.

Одиночный четвертьволновый трансформатор — узкополосное согласующее устройство. Для расширения полосы частот можно использовать многоступенчатые трансформаторы. Широкополосное согласование требуется при работе в относительном диапазоне частот порядка 10% и более и при использовании сигналов с широкополосным спектром. При этом рассогласование в заданной полосе не должно превышать установленной величины. Трудность широкополосного согласования заключается еще и в том, что входное сопротивление антенн, являющихся нагрузками, как правило, сильно зависит от изменения частоты.

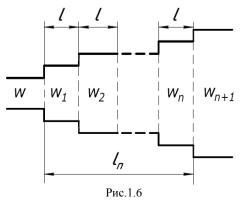


Основные широкополосные согласующие устройства – широкополосные частотные компенсаторы, ступенчатые трансформаторы и плавные переходы.

Частотный компенсатор использует взаимную компенсацию частотных изменений сопротивления нагрузки и согласующих элементов. Ее можно осуществить подбором необходимого закона частотного изменения сопротивления согласующих элементов и реализовать путем выбора длины и волнового сопротивления шлейфов и последовательных трансформаторов. В простейшем частотном компенсаторе (рис. 1.5) реактивность нагрузки компенсируется с помощью шлейфа, включенного параллельно нагрузке. Подбором $W_{\rm III}$ и $l_{\rm III}$ можно регулировать ширину полосы рабочих частот, в которых нескомпенсированная реактивная составляющая не превышает допустимой величины. Для согласования активной составляющей нагрузки устанавливают четвертьволновый трансформатор.

Основным достоинством устройств, использующих принцип частотной компенсации, является принципиальная возможность согласования линии с комплексной нагрузкой в полосе частот, недостатком – сложность изготовления и настройки.

Ступенчатые трансформаторы применяют для широкополосного согласования линии с нагрузкой, имеющей небольшую реактивную составляющую, а также соединения линий с различными волновыми сопротивлениями W и W_{n+1} (рис.1.6). Трансформатор представляет собой каскадное соединение отрезков линий (ступеней), имеющих одинаковую длину l и различные волновые сопротивления W_i . Общая длина перехода $l_n=nl$. Можно подобрать несколько пар ступеней, отражения от которых взаимно компенсируются. Чем больше n, тем меньше амплитуда некомпенсированной отраженной волны. Чем больше l_n и n, тем шире полоса частот согласования.

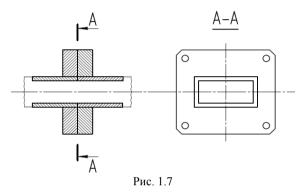


Основная характеристика трансформатора частотная, представляет собой зависимость рабочего затухания L от электрической длины ступени $\theta = 2\pi l/\Lambda$. Рабочее затухание характеризует потери в трансформаторе за счет отражений от него. Области изменения θ , где величина L мала, называют полосами пропускания трансформатора, а где велика – полосами заграждения.

Плавный переход может рассматриваться как предельный случай ступенчатого перехода при $n\to\infty$ при заданной величине l_n . По сравнению со ступенчатым, плавный переход более прост в расчете конструкции и имеет более широкую полосу пропускания, но его длина значительно больше.

1.4. Неподвижные соединения

Неподвижные соединения – это элементы линий передачи, служащие для соединения отрезков линий и устройств. Соединения коаксиальных линий, а также переход от коаксиальной линии к полосковой осуществляется с помощью специальных высокочастотных разъемов штепсельного типа.



Конструкция разъемов довольно сложна. Однотипные волноводы соединяются с помощью контактных фланцев или дроссельно-фланцевых соединений. Контактные фланцевые соединения применяются для широкополосных волноводных трактов. Соединяемые секции волноводов плотно прижимаются друг к другу с помощью плоских фланцев (рис. 1.7), стягиваемых винтами или струбцинами. Для получения минимального коэффициента отражения необходимо точное совпадение сечений волноводов. Для хорошего электрического контакта соединяемые поверхности фланцев должны быть тщательно обработаны.

Для получения коэффициента отражения $\Gamma \approx 0.1\%$ в контактном соединении необходимо выдерживать внутренние размеры волноводов с точностью 0,2%, боковое смещение соединяемых секций не должно превышать 1%, взаимный поворот 2°. Контактные соединения относительно дороги, а их качество существенно ухудшается после повторных сборок, поэтому их применяют в неразборных волноводных трактах.

Дроссельно-фланцевые соединения (рис. 1.8) применяют в тех случаях, когда соединение двух волноводных линий должно обеспечить минимальный коэффициент отражения в узком частотном диапазоне. Этот тип соединения более надежен в эксплуатации при производстве частых сборок и разборок соединения. Соединение состоит из фланцев плоского и с кольцевой выточкой (дроссельной канавкой) вдоль оси волновода, и проточкой в поперечной плоскости. При соединении фланцев между концами волноводов образуется зазор, замыкающийся на выточке. Кольцевая выточка образует четвертьволновую короткозамкнутую линию.

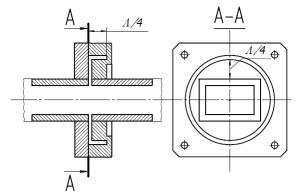
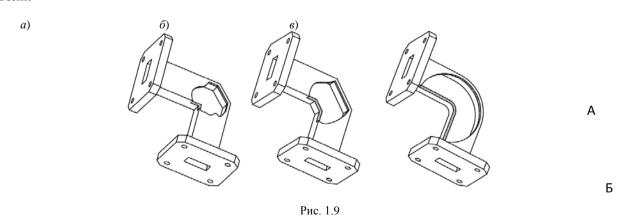


Рис. 1.8

Зазор между фланцами от края волноводного отверстия до выточки образует радиальную четвертьволновую линию. Эти линии в сумме составляют полуволновую короткозамкнутую линию Γ образной формы. Ее входное сопротивление равно нулю, волноводы как бы идеально прилегают друг к другу, и энергия высокочастотных колебаний беспрепятственно распространяется в месте соединения волноводов. Хорошо выполненное дроссельное соединение обеспечивает коэффициент отражения $\Gamma \le 1\%$ в полосе частот порядка 20%. Дроссельное соединение допускает меньшую по сравнению с контактным точность изготовления волноводов, не столь чувствительно к взаимным смещениям волноводных секций, и поэтому оно более дешево. Многократные разборка и сборка почти не увеличивают коэффициент отражения от соединения.

Для изменения направления волноводного тракта и соединения волноводов с различными поперечными сечениями служат переходные секции, конструктивно представляющие собой, отрезки волноводов с фланцами на концах. Волноводные уголки и изгибы (рис. 1.9) представляют собой нерегулярности, распределенные вдоль линии на расстоянии, сравнимом с длиной волны. Такой распределенной нерегулярности придают форму, обеспечивающую минимальные отражения.

В прямоугольном волноводе с волной типа H_{10} уголки (рис. 1.9, a, δ) и радиусные изгибы (рис. 1.9, ϵ) могут быть выполнены как в E так и в H плоскости. Кроме того, уголки могут быть простые и двойные. В радиусных изгибах отражение минимально, если средняя длина L изогнутого участка кратна величине $\Lambda/2$. Можно, показать, что коэффициенты отражения в сечениях A и B (рис. 1.9, ϵ) противоположны по знаку, это связано с тем, что в первом сечении кривизна волновода увеличивается скачком от 0 до 1/R, а во втором уменьшается на ту же величину. При $L=m(\Lambda/2)$, где m=1,2,3..., происходит противофазное сложение отраженных от сечений A и B волн.



Наличие двух скосов (рис. 1.9, a) и двухуголковая (рис. 1.9, δ) конструкция изгибов обеспечивают взаимную компенсацию волн, переотраженных от двух неоднородностей. Плавные изгибы более громоздки, но обладают более высокими качественными показателями.

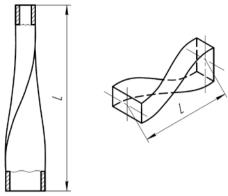


Рис. 1.10

Для изменения плоскости поляризации применяют скрутку волновода по оси (рис. 1.10). Длину скрутки выбирают равной целому числу полуволн в волноводе. Для работы в широкополосных устройствах длина скрутки должна быть не менее $2...3\Lambda$.

1.5. Трансформаторы типов волн. Подвижные и вращающиеся соединения

Трансформаторы типов волн служат для соединений линий передачи, в которых используются различные типы волн. Эти трансформаторы называют также возбуждающими устройствами. В технике СВЧ применяют большое число таких устройств различных конструкций.

Для соединения коаксиальной линии с волноводом используют волноводно-коаксиальные переходы (ВКП), являющиеся трансформатором волны типа T в коаксиальной линии в волны типа H и E в прямоугольном волноводе (рис. 1.11). Для возбуждения волны типа H в волновод вводится штырь (зонд) перпендикулярно продольной оси волновода (рис. 1.11, a, δ), а для возбуждения волны типа E штырь вводится с торца волновода (рис. 1.11, ϵ).

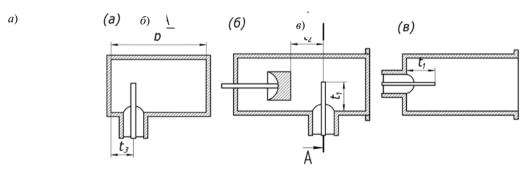


Рис. 1.11

Штырь – продолжение внутреннего проводника коаксиальной линии – служит антенной, излучающей электромагнитную энергию в волновод или отбирающей ее из волновода. Для получения минимального отражения волн от перехода необходимо согласовать коаксиальную линию и волновод. Согласование осуществляется подбором длины штыря l_1 , расстояния l_2 от штыря до заглушки (поршня), замыкающей накоротко волновод, и расстояния l_3 от штыря до ближайшей узкой стенки волновода (рис. 1.11, a). Для согласования перехода в диапазоне частот используется подвижный короткозамыкающий поршень, компенсирующий реактивную составляющую входного сопротивления штыря.

Переход от прямоугольного волновода с волной H_{10} к круглому с волной H_{11} происходит за счет постепенной деформации поперечного сечения волновода от прямоугольного к круглому (рис. 1.12). Если длина перехода составляет примерно длину волны в волноводе или больше ее, то его полоса пропускания равна полосе частот круглого волновода с волной типа H_{11} . Размеры перехода выбирают такими, чтобы в заданном диапазоне частот в нем могли распространяться только низшие типы волн, соответственно H_{10} в прямоугольном и H_{11} в круглом волноводе. Для уменьшения размеров перехода можно использовать компактные, но более узкополосные ступенчатые переходы.

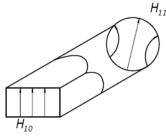


Рис. 1.12

Подвижные волноводные соединения применяют для смещения и поворота в небольших пределах одной части волноводного тракта относительно другой. Они делятся на нерезонансные и резонансные. Нерезонансные гибкие волноводы имеют или гофрированные стенки (рис. 1.13, a) с глубиной гофр порядка нескольких миллиметров или стенки, навитые спирально с зацеплением гусеничного типа (рис. 1.13, δ). Для повышения механической прочности гибкий волновод покрывают резиновой оболочкой.

Резонансный гибкий волновод представляет собой набор очень коротких секций волновода, каждая из которых присоединяется к соседней с помощью дроссельно-фланцевого "сочленения" (рис. 1.13, ϵ), обеспечивающего замыкание по высокой частоте в местах соединений. Зазоры между секциями служат для возможных незначительных смещений секций, позволяющих изгибать или скручивать волновод в небольших пределах. Для компенсации отражений, возникающих в разрывах между секциями, берется длина секций $\Lambda/4$. Резонансный гибкий волновод имеет повышенные потери за счет просачивания энергии в зазоры между секциями, поэтому для экранировки его помещают в гибкую металлическую сетку.

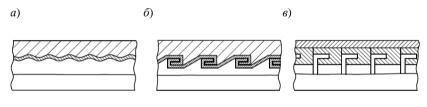
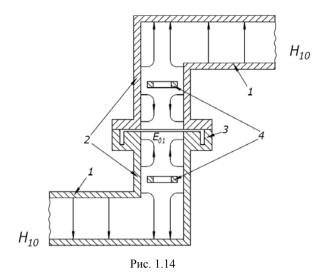


Рис. 1.13

Вращающиеся соединения служат для передачи энергии при непрерывном круговом вращении одной части фидерного тракта относительно другой. Для обеспечения невозмущенной передачи энергии (без модуляции за счет вращения) во вращающихся соединениях используют круглые волноводы с типами волн, поля которых имеют осевую симметрию (E_{01} , H_{01} и др.) и коаксиальные линии.

Вращающиеся волноводные соединения содержат два перехода от прямоугольного волновода с волной типа H_{10} к круглому с симметричной волной E_{01} и устройство, обеспечивающее вращение одной части круглого волновода относительно другой.

Вращающееся соединение, использующее круглый волновод с волной E_{01} , показано на рис. 1.14. Прямоугольный I и круглый 2 волноводы связаны с помощью круглого отверстия в широкой стенке прямоугольного волновода. Для устранения возникающей в круглом волноводе несимметричной волны H_{11} , низшей по отношению к волне E_{01} , используется металлический кольцевой фильтр 4. Волна типа E_{01} в круглом волноводе создает интенсивные продольные поверхностные токи. Поэтому во вращающемся соединении соединение 3 дроссельно-фланцевое.



2. МАТРИЧНАЯ ТЕОРИЯ ЦЕПЕЙ СВЧ

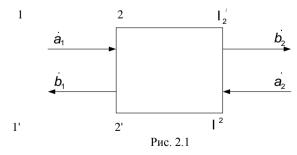
При анализе сложных устройств СВЧ постановка и решение электродинамических задач являются очень сложной проблемой, поэтому на практике широко применяют более простые методы теории электрических цепей. Использование теории цепей в СВЧ-диапазоне основывается на формальной возможности перехода от рассмотрения электрических и магнитных полей, характеризуемых их напряженностями, к эквивалентным напряжениям и токам в тех же сечениях СВЧ-тракта.

Математическая модель СВЧ-устройства определяется при этом, как система алгебраических уравнений и, следовательно, как матрица, связывающая величины напряжений и токов или падающих и отраженных волн на выходах многополюсника, эквивалентного рассматриваемому устройству.

В классической теории цепей применяются матрицы сопротивлений Z, проводимостей Y и передачи типа [A]. В диапазоне СВЧ целесообразно в большинстве случаев использовать так называемые волновые матрицы рассеяния [S] и передачи [T], выражающие зависимости между комплексными амплитудами падающих и отраженных волн на граничных сечениях СВЧ-устройства. Это обусловлено тем, что в технике СВЧ измеряемыми величинами, как правило, являются не сопротивления и проводимости, а комплексные коэффициенты отражения и передачи, и поэтому эти коэффициенты, характеризующие отношения падающих и отраженных волн, следует рассматривать как наиболее удобные при описании СВЧ-устройств.

2.1. Волновые матрицы рассеяния и передачи

Рассмотрим линейный пассивный четырехполюсник (рис. 2.1), считая, что в выходных сечениях 1-1' и 2-2' распространяется только один тип волны и колебания электромагнитного поля чисто гармонические.



Комплексные амплитуды падающей \dot{a}_1 и отраженной \dot{b}_1 волн в плоскости отсчета 1–1' и соответствующих волн \dot{a}_2 и \dot{b}_2 в плоскости отсчета 2–2' нормируются так, что выполняются равенства:

$$a_1^2/2\rho = P_{\text{Inag}}, b_1^2/2\rho = P_{\text{Iorp}}, a_2^2/2\rho = P_{\text{2nag}}, b_2^2/2\rho = P_{\text{2orp}},$$

где $P_{\text{Іпад}}$, $P_{\text{Іотр}}$, $P_{2\text{пад}}$, $P_{2\text{отр}}$ – мощности падающей и отраженной волн соответственно в плоскостях отсчета 1–1' и 2–2', ρ – волновое сопротивление четырехполюсника.

Свойства четырехполюсника однозначно описываются двумя уравнениями, выражающими амплитуды отраженных волн через амплитуды падающих волн, $\dot{b}_1 = \dot{S}_{11}\dot{a}_1 + \dot{S}_{12}\dot{a}_2$, $\dot{b}_2 = \dot{S}_{21}\dot{a}_1 + \dot{S}_{22}\dot{a}_2$.

Эти уравнения в матричной форме приобретают вид $[b]=[S]\cdot[a]$, где $[b]=\begin{bmatrix}\dot{b_1}\\\dot{b_2}\end{bmatrix}$ – вектор-столбец

отраженных волн, $[a] = \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix}$ — вектор-столбец падающих волн, $[S] = \begin{bmatrix} \dot{S}_{11} & \dot{S}_{12} \\ \dot{S}_{21} & \dot{S}_{22} \end{bmatrix}$ — матрица рассея-

ния. Элементы матрицы \dot{S}_{11} и \dot{S}_{22} – комплексные коэффициенты отражения по напряжению соответственно от первого или второго выхода при условии присоединения к другому выходу согласованной нагрузки. Элементы \dot{S}_{12} и \dot{S}_{21} – комплексные коэффициенты передачи по напряжению соответственно между первым и вторым, либо вторым и первым выходами при согласованном режиме. Следовательно, элементы матрицы рассеяния могут быть легко определены экспериментально.

Матрица передачи [T] устанавливает зависимость электрических или магнитных полей на входе устройства СВЧ от соответствующих полей на его выходе. Преимуществом матрицы передачи является то, что матрица [T] каскадного соединения элементов СВЧ равна произведению матриц передачи этих элементов, тогда как с матрицами [S] подобная операция недопустима.

Для случая четырехполюсника

$$[T] = \begin{bmatrix} \dot{t}_{11} & \dot{t}_{12} \\ \dot{t}_{21} & \dot{t}_{22} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \dot{a}_{1} \\ \dot{b}_{1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{t}_{11} & \dot{t}_{12} \\ \dot{t}_{21} & \dot{t}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{b}_{2} \\ \dot{a}_{2} \end{bmatrix},$$

что соответствует системе уравнений, устанавливающей зависимость полей на входе четырехполюсника от полей на его выходе: $\dot{a}_1=\dot{t}_{11}\dot{b}_2+\dot{t}_{12}\dot{a}_2$, $\dot{b}_1=\dot{t}_{21}\dot{b}_2+\dot{t}_{22}\dot{a}_2$. Комплексные элементы волновой матрицы передачи \dot{t}_{12} , \dot{t}_{21} и \dot{t}_{22} не имеют такого простого физического смысла, как коэффициенты матрицы рассеяния, а представляют собой линейные комбинации последних, а $\dot{t}_{11}=1/\dot{S}_{21}$.

Матрица передачи [T], выраженная через коэффициенты матрицы рассеяния [S], имеет вид

$$[T] = \begin{bmatrix} \frac{1}{\dot{S}_{21}} - \frac{\dot{S}_{22}}{\dot{S}_{21}} \\ \frac{\dot{S}_{11}}{\dot{S}_{21}} \dot{S}_{12} - \frac{\dot{S}_{11} \dot{S}_{22}}{\dot{S}_{21}} \end{bmatrix}.$$

Матрица [S], выраженная через элементы матрицы [T], имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{\dot{t}_{21}}{\dot{t}_{11}} \dot{t}_{22} - \frac{\dot{t}_{12}\dot{t}_{21}}{\dot{t}_{11}} \\ \frac{1}{\dot{t}_{11}} - \frac{\dot{t}_{12}}{\dot{t}_{11}} \end{bmatrix}.$$
 (2.1)

2.2. Примеры матриц рассеяния некоторых четырехполюсников

Отрезок регулярной линии длиной l, в которой можно пренебречь потерями, характеризуется следующей матрицей рассеяния: $\begin{bmatrix} S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-i\beta\ell} \\ e^{-i\beta\ell} & 0 \end{bmatrix}$, где $\beta\ell$ – электрическая длина отрезка линии.

Поскольку коэффициент отражений входа согласованной линии равен нулю, то $S_{11} + S_{22} = 0$, а симметричность и отсутствие потерь в рассматриваемом четырехполюснике приводят к тому, что при

распространении волны вдоль отрезка линии в любом направлении происходит лишь изменение фазового угла на величину $\beta\ell$ и, следовательно, $\dot{S}_{21}=\dot{S}_{12}=e^{-i\beta}$.

Проводимость \dot{Y} , **подключенная параллельно линии передачи** с характеристической проводимостью $\dot{Y}_0 = 1/\dot{W}$ (рис. 2.2, a), в согласованном режиме образует в месте подключения нагрузку $\dot{Y}_{_{\rm H}} = \dot{Y} + \dot{Y}_0$.

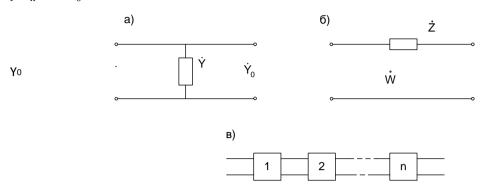


Рис. 2.2

Следовательно, коэффициент отражения от этой нагрузки

$$\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22} = \frac{\dot{Y}_0 - \dot{Y}_H}{\dot{Y}_0 + \dot{Y}_H} = \frac{\dot{Y}_0 - \dot{Y}_0 - \dot{Y}}{\dot{Y}_0 + \dot{Y}_0 + \dot{Y}_H} = -\frac{\dot{Y}}{2\dot{Y}_0 + \dot{Y}}.$$
 (2.2)

Введем понятие нормированной проводимости $\dot{y} = \dot{Y}/\dot{Y}_0$ и, разделив числитель и знаменатель в формуле (2.2) на \dot{Y}_0 , преобразуем ее к виду

$$\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22} = -\frac{Y/Y_0}{2+Y/Y_0} = -\frac{y}{2+y}.$$

Коэффициенты передачи определим из соотношения между коэффициентом отражения $\dot{\Gamma}$ и коэффициентом передачи $\dot{\tau}$ в плоскости подключения проводимости:

$$\dot{\tau} = 1 + \dot{\Gamma}$$
 (2.3)

Поскольку коэффициент отражения тождествен $\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22}$, а коэффициент передачи $-\dot{S}_{21} = \dot{S}_{12}$, то уравнение (2.3) можно переписать в виде $-\dot{S}_{21} = \dot{S}_{12} = -\dot{y}/(2+\dot{y}) + 1 = 2/(2+\dot{y})$.

Таким образом, матрица рассеяния приведенной параллельной проводимости у

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{\dot{y}}{2+\dot{y}} & \frac{2}{2+\dot{y}} \\ \frac{2}{2+\dot{y}} & -\frac{\dot{y}}{2+\dot{y}} \end{bmatrix}.$$
 (2.4)

Определим модуль и аргумент каждого из элементов матрицы для случая, когда включенный параллельно линии элемент представляет собой реактивность, т. е. $\dot{y}=ib$. В этом случае матрицу (2.4) перепишем в виде

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{ib}{2+ib} & \frac{2}{2+ib} \\ \frac{2}{2+ib} & -\frac{ib}{2+ib} \end{bmatrix}.$$

Модуль коэффициента отражения $S_{11} = S_{22} = b/\sqrt{4+b^2}$, аргумент коэффициента отражения $\phi_{\rm r} = \arctan(2/b)$. Модуль коэффициента передачи $S_{21} = S_{12} = 2\sqrt{4+b^2}$, аргумент коэффициента передачи $\phi_{\tau} = \arctan(-b/2)$.

При реактивной проводимости достаточно определить один из модулей и один аргумент, так как из отсутствия потерь следует, что $S_{11}^2 + S_{21}^2 = 1$; $\varphi_\Gamma - \varphi_{\overline{\tau}} = \pi/2$.

Когда параллельно включенная проводимость чисто активная, т. е. Y=G и $G/Y_0=g$, то модуль коэффициента отражения $S_{11}=S_{22}=g/(2+g)$, а его аргумент $\phi_r=0$. Модуль коэффициента передачи $S_{21}=S_{12}=2/(2+g)$, а его аргумент $\phi_\tau=0$.

Таким образом, для чисто активной проводимости аргументы коэффициентов отражения и передачи постоянны при изменении величины проводимости.

Сопротивление $\dot{Z}=R+iX$, включенное последовательно в линию передачи с характеристическим сопротивлением \dot{W} (рис. 2.2, δ), образует вместе с этой линией нагрузку $\dot{Z}_{\rm H}=\dot{Z}+\dot{W}$. Проводя рассуждения, аналогичные приведенным выше, получим матрицу рассеяния в виде

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{\dot{z}}{2+\dot{z}} & \frac{2}{2+\dot{z}} \\ \frac{2}{2+\dot{z}} & \frac{\dot{z}}{2+\dot{z}} \end{bmatrix},$$

где $\dot{z} = \dot{Z} + \dot{W}$ – нормированное сопротивление.

Если последовательное сопротивление представляет собой реактивность $\dot{Z}=iX$ и соответственно нормированную реактивность x=X/W, то модуль коэффициента отражения $S_{11}=S_{22}=x/\sqrt{4+x^2}$, а его аргумент $\phi_{\tau}=\arctan(c-2/x)$. Модуль коэффициента передачи $S_{21}=S_{12}=2/\sqrt{4+x^2}$, а его аргумент $\phi_{\tau}=\arctan(x/2)$.

Величину затухания, вносимую элементом, включенным в линию, можно определить по величине модуля коэффициента передачи: $L=10\lg(1/S_{21}^2)$ дБ.

При параллельно включенной в линию нормированной проводимости v = g + ib,

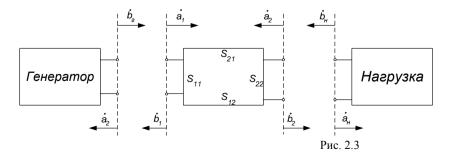
$$L = 10 \lg \left| \frac{2+y}{2} \right|^2 = 10 \lg \frac{(2+g)^2 + b^2}{4}$$
 дБ.

При последовательно включенном в линию нормированном сопротивлении

$$L=10\lg \left| \frac{2+\dot{z}}{2} \right|^2 = 10\lg \frac{(2+r)^2 + x^2}{4}$$
дБ.

Каскадное соединение четырехполюсников (рис. 2.2, в). Анализ параметров каскадного соединения четырехполюсников необходим при расчетах многозвенных фильтров, согласующих устройств, фазоуправляющих цепочек и др. При этом предполагается, что известны параметры четырехполюсников, соединенных каскадно, и требуется определить параметры соединения. При каскадном соединении целесообразно описание параметров элементов с помощью матрицы передачи [T], так как матрица [S] не может быть использована в силу ее существа – установления взаимосвязи между падающими и отраженными волнами, в то время как матрица [T] устанавливает взаимосвязь волн на входе с волнами на выходе.

В силу этого свойства матрица передачи цепочки каскадно включенных четырехполюсников определяется путем перемножения матриц передачи отдельных четырехполюсников: $[T]=[T_1][T_2]...[T_n]$.



Несогласованный четырехполюсник, включенный в такт СВЧ (рис. 2.3), имеет коэффициенты отражения и передачи, зависящие от степени согласования четырехполюсника с элементами тракта, между которыми он включен.

Коэффициент отражения $\dot{\Gamma}_{\rm BX}$ на входе несогласованного четырехполюсника можно определить, зная элементы матрицы [S] четырехполюсника и величину коэффициента отражения со стороны нагрузки $\dot{\Gamma}_{\rm H}$. Из схемы волн (рис. 2.3) следует, что

$$\Gamma_{\text{BX}} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{t_{21}b_2 + t_{22}a_2}{t_{11}b_2 + t_{12}a_2}.$$
(2.5)

Учитывая, что $\Gamma_{\rm H} = a_2/b_2$, перепишем (2.5) в виде $\Gamma_{\rm BX} = \frac{b_1}{c} = \frac{t_{21} + t_{22}\Gamma_{\rm H}}{c}$. (2.6)

С учетом (2.1) преобразуем элементы матрицы [T] в элементы матрицы [S], тогда (2.6) примет вид $\Gamma_{\rm BX} = S_{11} + S_{12} S_{21} \Gamma_{\rm H} / (1 - S_{22} \Gamma_{\rm H})$. Очевидно, что при полном согласовании с нагрузкой, т. е. при $\dot{\Gamma}_{\rm H} = 0$, $\dot{\Gamma}_{\rm BX} = \dot{S}_{11}$.

Коэффициент передачи несогласованного четырехполюсника определяется как отношение волны на выходе \dot{b}_2 к волне на входе \dot{b}_Γ , создаваемой генератором,

$$\tau = \dot{b}_2 / \dot{b}_{\Gamma} = \frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_1} \frac{\dot{a}_1}{\dot{b}_{\Gamma}}.$$
 (2.7)

Используя уравнение $\dot{b}_2 = \dot{S}_{12}\dot{a}_1 + \dot{S}_{22}\dot{a}_2$ и выполняя ряд преобразований, находим

$$\frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_1} = \frac{\dot{S}_{12}}{1 - \dot{S}_{22}(\dot{a}_{22}/\dot{b}_2)} \,. \tag{2.8}$$

Учитывая, что при присоединении нагрузки к выходу четырехполюсника коэффициент отражения нагрузки $\dot{\Gamma}_{\rm H} = \dot{b}_{\rm H} / \dot{a}_{\rm H}$ будет равен $\dot{\Gamma}_{\rm H} = \dot{a}_2 / \dot{b}_2$, перепишем уравнение (2.8) в виде

$$\dot{b}_2/\dot{a}_1 = \dot{S}_{12}/(1-\dot{S}_{22}\dot{\Gamma}_{\rm H})$$
.

Для определения отношения a_1/b_1 входящего в формулу (2.7), учитываем, что

$$\dot{a}_1 = \dot{b}_{\Gamma} + \dot{b}_1 \dot{\Gamma}_{\Gamma}, \qquad (2.9)$$

где $\dot{\Gamma}_{\Gamma} = \dot{b}_{\Gamma}/a_{\Gamma}$ – коэффициент отражения со стороны генератора. Преобразуя уравнение (2.9), получаем

$$\dot{a}_1/b_{\Gamma} = 1/(1 - \dot{S}_{11}\dot{\Gamma}_{\Gamma})$$
 (2.10)

Подставляя (2.8) и (2.10) в уравнение (2.7), получаем коэффициент передачи несогласованного четырехполюсника $\dot{\tau}=\dot{S}_{12}/(1-\dot{S}_{11}\dot{\Gamma}_{_{\Gamma}})(1-\dot{S}_{22}\dot{\Gamma}_{_{H}})$. При полном согласовании четырехполюсника с нагрузкой и генератором, т.е. при $\dot{\Gamma}_{_{H}}=0$ и $\dot{\Gamma}_{_{\Gamma}}=0$, коэффициент передачи $\dot{\tau}=\dot{S}_{12}=\dot{S}_{21}$. Следовательно, $1/(1-\dot{S}_{11}\dot{\Gamma}_{_{\Gamma}})(1-\dot{S}_{22}\dot{\Gamma}_{_{H}})$ определяет изменение коэффициента передачи вследствие несогласованности четырехполюсника.

3. МНОГОПЛЕЧИЕ СОЕДИНЕНИЯ

Взаимные трех- и четырехплечие узлы без потерь (волноводные, коаксиальные, полосковые) служат для ответвления энергии, регулировки мощности проходящей волны, сложения и разделения сигналов, измерений и коммутаций в фидерных трактах. Характеристики всех этих устройств описываются матрицей рассеяния, конкретная форма которой определяется геометрией узла и протекающими в нем электромагнитными процессами. Однако во всех случаях она симметрична (так как узел взаимен) и унитарна (узел без потерь). Знание матрицы позволяет анализировать работу узла в сложном волноводном тракте.

3.1. Трехплечие соединения

Трехплечие соединения (тройники) – простейшие делители мощности из одного тракта в два или сложения из двух трактов в один. В последнем случае тройники называются сумматорами.

В прямоугольном волноводе с волной типа H_{10} различают две взаимно-перпендикулярные плоскости, проходящие через его ось: плоскость H, параллельную вектору \overline{H} , и плоскость E, параллельную вектору \overline{E} . Волноводные разветвления в каждой из этих плоскостей обозначают соответствующими буквами.

Примеры трехплечих соединений в плоскости Н приведены на рис. 3.1.

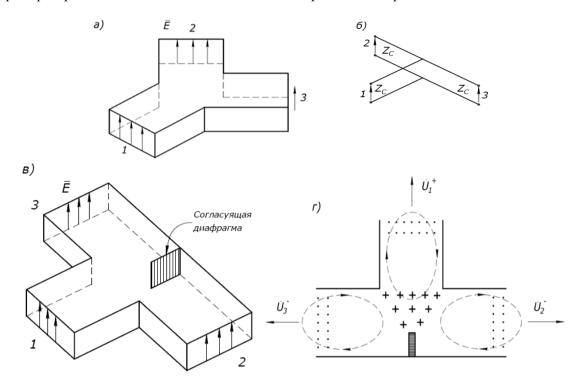


Рис.3.1

У-тройник (рис. 3.1, a) обладает пространственной центральной симметрией, вследствие этого все его плечи равноправны по электрическим свойствам. Его эквивалентом является параллельное соединение трех линий с TEM-волнами (рис. 3.1, δ). Из симметрии устройства очевидно равенство всех коэффициентов отражения $\Gamma_1 = S_{11} = S_{22} = S_{33} = -1/3$ и всех коэффициентов передачи $\tau = S_{21} = S_{31} = \ldots$. Учитывая, что в месте разветвления отражается часть мощности, равная $\Gamma^2 = 1/9$, находим, что в каждое из двух боковых плеч поступает (1-1/9)/2 = 4/9 входной мощности и, следовательно, $\tau = 2/3$. В результате матрица рассеяния симметричного тройника

$$|S| = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} -1 & 2 & 2 \\ 2 & -1 & 2 \\ 2 & 2 & -1 \end{bmatrix}.$$

H-тройник с согласованным плечом I (рис. 3.1, e) симметричен относительно этого плеча. Чтобы волна из плеча I не отражалась обратно ($S_{11}=0$), предусмотрена согласующая диафрагма шириной около $\Lambda/4$ в плоскости симметрии соединения. Отражение от ее края компенсирует отражение от стенки, находящейся против этого плеча, из-за противофазности отраженных от стенки и диафрагмы волн.

Матрица [S] *H*-тройника имеет вид
$$[S] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & \sqrt{2} & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & -1 & 1 \\ \sqrt{2} & 1 & -1 \end{bmatrix}$$
.

Аналогично могут быть рассмотрены тройники в плоскости E (рис. 3.2, a). В модифицированном Y-тройнике (рис. 3.2, a) электрическая симметрия плеч восстановлена при помощи согласующего клина. Y-тройнику эквивалентна схема с последовательным соединением трех линий с TEM-волной (рис. 3.2, δ). Матрица несогласованного, без согласующего клина, волноводного S-тройника и последовательного соединения трех TEM-линий

$$[S] = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 0 & -2 & 2 \\ -2 & 1 & 2 \\ 2 & 2 & 1 \end{bmatrix}.$$

В E-тройнике с согласованным плечом I при возбуждении плеча I в плечах 2 и 3 возбуждаются равноамплитудные противофазные волны (рис. 3.2, δ).

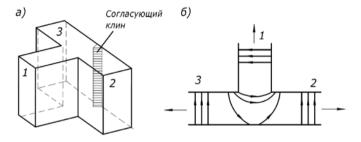


Рис. 3.2

В соответствии с принципом взаимности имеет место и обратное явление, если в плечах 2 и 3 рассматриваемого E-тройника одновременно возбудить противофазные волны H_{10} равной амплитуды, то их энергия суммируется и поступает в плечо I.

Матрица рассеяния этого тройника
$$[S] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & -\sqrt{2} & \sqrt{2} \\ -\sqrt{2} & 1 & 1 \\ \sqrt{2} & 1 & 1 \end{bmatrix}.$$

3.2. Четырехплечие соединения

Произвольный четырехплечий узел (рис. 3.3) делится на основной (1-2) и вторичный тракты (3-4).

Направленным ответвителем называют узел, ответвляющий заданную часть мощности волны, проходящей по основному тракту, во вторичный тракт. При этом в зависимости от направления передачи по основному тракту (из 1-го во 2-е плечо или наоборот) волна проходит лишь в одно из плеч вторичного тракта (в 3-е или в 4-е). Направленные ответвители широко используются для контроля проходящей и отраженной мощности в линиях передачи, а также они являются элементами сложных устройств (фильтров, согласующих устройств).

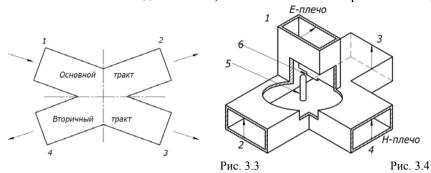
Мостом называют четырехплечее соединение (восьмиполюсник), обладающее следующими свойствами:

- при возбуждении любого из четырех плеч моста энергия в одно из выходных плеч не поступает;
- энергия, поступившая в каждое из оставшихся двух выходных плеч, равна половине энергии, поданной на вход моста.

Мосты применяют в качестве элементов фильтров, балансных детекторов и модуляторов, антенных переключателей, измерительных схем и ферритовых устройств, в качестве делителей мощности и устройств, позволяющих сложить мощности нескольких передатчиков в общей нагрузке и т. д. Имеется большое число различных схем и конструкций мостов.

Двойной T-мост конструктивно объединяет E- и H-тройники (рис. 3.4). Волна из плеча I, как и в E-тройнике, поступает в плечи 2 и 3 в противофазе, т. е. электрическое поле в прямом волноводе

2—3 асимметрично относительно плоскости симметрии (ПС), проходящей через оси E- и H-плеч (I и 4), Это поле не может возбудить волну в плече 4, у которой поле E должно быть симметрично относительно ПС. Следовательно, плечи I и 4 взаимно развязаны: S_{14} = S_{41} = 0.



Для согласования плеч 1 и 4 используют штырь 5 и диафрагму 6, компенсирующие отражения от места стыка, поэтому S_{11} =0. Оба согласующих элемента действуют независимо, так как штырь перпендикулярен полю волны, распространяющейся из плеча 1; а волна из плеча 4 не попадает в плечо 1, где установлена диафрагма.

Матрица согласованного двойного Т-моста имеет вид

$$|S| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & -1 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Основные свойства этого моста:

- \bullet при возбуждении плеча 1 мощности в плечах 2 и 3 равны половине входящей в плечо 1 мощности, а поля противофазны. В плечо 4 энергия не поступает;
- при возбуждении плеча 4 мощности, поступающие в плечи 2 и 3, равны половине входящей в плечо 4 мощности, а поля синфазны. В плечо 1 энергия не ответвляется;
- при синфазном возбуждении плеч 2 и 3 волнами равной амплитуды энергия поступит только в плечо 4;
 - при возбуждении плеча 2 энергия не поступает в плечо 3.

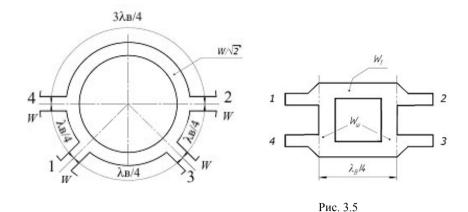
Практически, за счет неизбежно присутствующей асимметрии и рассогласованности, развязка противоположных плеч (отношение мощностей во входном и выходном плечах двойного Т-моста) не бесконечна и составляет обычно от 20 до 50 дБ в 6... 8%-ной полосе частот [5].

Рабочий диапазон моста ограничен полосой частот, в пределах которой сохраняется согласование H- и E-тройников.

Кольцевой и квадратный мосты. Кольцевые мосты (рис. 3.5, a) строятся на волноводах, коаксиальных и полосковых линиях; они состоят из четырех тройниковых разветвлений, соединенных секциями длиной, кратной $\Lambda_{\rm B}/4$. Мосты используют трансформирующие свойства четвертьволновых линий и поэтому чувствительны к изменению частоты. Кольцевой мост разделяет энергию, поступающую со стороны любого плеча, на два потока: по ходу часовой стрелки и против с одинаковой амплитудой и фазой. В других боковых плечах эти потоки или складываются, или вычитаются в зависимости от разности хода. Кольцевой мост обладает свойствами, аналогичными свойствам двойного Т-моста.

Согласование моста достигается при волновом сопротивлении линий кольцевого моста $W_{\rm M}\!\!=\!\!W\!/\sqrt{2}$. Кольцевые мосты довольно технологичны (особенно на полосковых линиях), но сравнительно узкополосны.

Kвадратный мост (рис. 3.5, δ) состоит из двух параллельных отрезков линий, связанных между собой двумя отрезками вспомогательных линий — шлейфами. Длина шлейфов и расстояния между ними равны нечетному числу четвертей волны в линии на средней частоте.



Свойства узла определяются выбором характеристических проводимостей его четвертьволновых секций. В общем случае эта схема с двумя шлейфами является согласованным направленным ответвителем. Основные рабочие параметры квадратного моста определяются следующими формулами:

- переходное ослабление $C = 10\lg(P_1/P_3) = 10\lg(1/S_{31}^2) = 10\lg(y_1/y_{III})^2$;
- направленность в диапазоне частот

$$D = 10\lg(P_3/P_4) = 10\lg(S_{31}^2/S_{41}^2) = 20\lg[\sin[\pi/2(f_0/f - 1)/2]],$$

где $y_1=W/W_1$, $y_{\mathrm{m}}=W/W_{\mathrm{m}}$ — нормированные волновые проводимости; W — волновое сопротивление плеч; W_{m} , W_1 — волновые сопротивления шлейфов и отрезка между шлейфами соответственно; f_0 — средняя частота; P_1 , P_2 , P_3 , P_4 — мощности в плечах моста. Для равного деления мощности между выходными плечами 2 и 3 значения нормированных проводимостей шлейфов и отрезков между ними выбирают равными: $y_{\mathrm{m}}=1$; $y_1=\sqrt{2}$. Полоса частот квадратного моста относительно мала: $\pm 5\%$ при $\Gamma \leq 0,1$.

Направленные ответвители. В зависимости от того, как распространяется энергия во вторичном тракте, направленный ответвитель называют сонаправленным (рис.3.6, a) или противонаправленным (рис.3.6, δ). Основные характеристики направленного ответвителя: переходное ослабление, или связь $C=10\lg(P_1/P_3)$, направленность $D=10\lg(P_3/P_4)$, диапазон частот, уровень коэффициентов отражения и максимально допустимая мощность.

Существует несколько типов направленных ответвителей. Волноводный направленный ответвитель с отверстиями для связи представлен на рис. 3.6, ϵ . Принцип его работы основан на возбуждении во вторичном тракте нескольких волн, смещенных по фазе таким образом, что волны, идущие в плечо ϵ суммируются, а в плечо ϵ вычитаются. Для этого выбирают расстояние ϵ где ϵ где ϵ длина волны в тракте. Аналогичный результат получается в случае распространения волны в основном тракте от плеча ϵ к плечу ϵ . Ответвленная волна будет поступать лишь в плечо ϵ . Таким образом, это сонаправленный ответвитель.

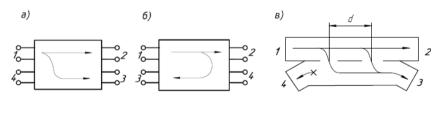


Рис. 3.6

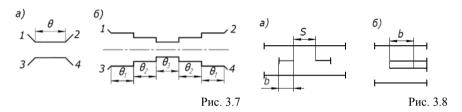
В общем случае, когда в основном волноводе присутствуют как падающая, так и отраженная волны, направленный ответвитель обеспечивает возможность направленного ответвления и раздельной регистрации мощности, пропорциональной мощности падающей и отраженной волн. Направленность реального волноводного ответвителя обычно не превышает 20...25 дБ, и эта величина быстро уменьшается при отклонении от расчетной длины волны. Величина переходного ослабления зависит от размеров и числа отверстий для связи.

Для расширения рабочей полосы частот, увеличения направленности и связи применяют многодырочный направленный ответвитель, который можно рассматривать как комбинацию нескольких двухдырочных.

При достаточно сильной связи можно создать направленный ответвитель с переходным затуханием в 3 дБ, обеспечивающим деление мощности поровну между двумя выходными плечами. Он обладает свойствами, эквивалентными мосту.

В полосковой технике наибольшее распространение получили направленные ответвители с распределенной электромагнитной связью, представляющие собой систему из двух параллельно расположенных линий, связанных электромагнитным полем. В полосковых и коаксиальных конструкциях электромагнитная связь между линиями достигается за счет близкого расположения линий на некотором участке. В волноводных конструкциях связь осуществляется с помощью щели, прорезанной в общей стенке основного и вспомогательного волноводов. В зависимости от требуемых параметров направленные ответвители могут быть однозвенными (одноступенчатыми) (рис. 3.7, a) и многозвенными (многоступенчатыми) (рис. 3.7, a).

Для ответвителей на полосковых линиях с большим переходным затуханием применяют конструкции с боковой связью (рис. 3.8, a), а для ответвителей с малым переходным затуханием используют связь по широким стенкам полосковых линий (рис. 3.8, δ).



Принцип работы направленных ответвителей с распределенной электромагнитной связью основан, как и в случае связи через дискретные элементы, на возбуждении во вторичном тракте системы волн, которые, распространяясь, интерферируют так, что в одном направлении создается максимум потока энергии, а в другом – минимум. В линиях с волной типа Т ответвленная во вторичный тракт энергия распространяется в направлении, обратном направлению распространения ее в основном тракте. Такие ответвители относятся к типу противонаправленных. Анализ направленных ответвителей с электромагнитной связью удобно проводить методом зеркальных отображений. Согласно этому методу, рассматриваемый ответвитель, представляющий собой полностью симметричный восьмиполюсник, разбивается на эквивалентные четырехполюсники, работающие в режимах синфазного и противофазного видов возбуждения. Однозвенные направленные ответвители обеспечивают постоянство переходного затухания с отклонением на несколько десятых долей децибел в диапазоне частот $f_{\text{max}}/f_{\text{min}} = 2$. Многозвенные ответвители (рис.3.7, б) позволяют увеличить связь и диапазон рабочих частот, причем частотную характеристику ослабления можно получить максимально плоской или чебышевской (с равным отклонением от среднего значения) путем вариации параметров отдельных звеньев. В технике СВЧ направленные ответвители используют также в качестве фазовращателей, создающих сдвиг фаз между полями в плечах 2 и 3, равный $\pi/2$.

Волноводно-щелевой мост — соединение двух волноводов с общей стенкой, часть которой удалена (рис. 3.9, a).

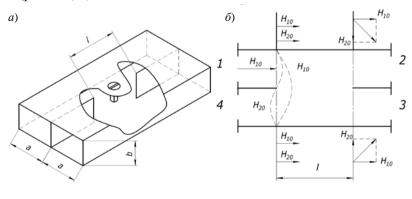


Рис. 3.9

Размер поперечного сечения волноводов $a \times b$ таков, что во всех четырех плечах моста может распространяться только волна типа H_{10} . Пространство в области щели длиной ℓ образует расширенный волновод, в котором возбуждаются волны различных типов, в том числе и H_{10} и H_{20} . Эти две волны распространяются по расширенному волноводу, а остальные быстро затухают. Энергия СВЧ-колебаний, поступающая в плечо I, распределяется на участке расширенного волновода поровну между волнами H_{10} и H_{20} .

Поскольку поля волны H_{10} и H_{20} в плече 4 противофазны (в силу структуры этих типов волн) и имеют равные амплитуды, то результирующая волна в плече 4 отсутствует, как видно из векторной диаграммы волн (рис. 3.9, δ).

При распространении вдоль области связи волн типа H_{10} и H_{20} с различными фазовыми скоростями между волнами возникает сдвиг по фазе

$$\varphi = \beta_1 l - \beta_2 l , \qquad (3.1)$$

где β_1 = $2\pi/\Lambda_{10}$, β_2 = $2\pi/\Lambda_{20}$ — фазовые постоянные соответственно волн H_{10} и H_{20} в области связи.

Амплитуды волн в плечах 2 и 3, на конце области связи, определяются из векторных диаграмм с учетом сдвига по фазе, как показано на векторных диаграммах волн в плечах 2 и 3 для случая $\phi = \pi/2$ (рис. 3.9, δ). Таким образом, амплитуды волн в плечах 2 и 3 зависят от угла ϕ , который, в свою очередь, определяется длиной области связи ℓ , как следует из (3.1). Чем больше ℓ , тем меньше переходное ослабление.

Трехдецибельный волноводно-щелевой мост соответствует случаю равного энергораспределения между плечами 2 и 3 или переходного ослабления C=3 дБ. При фиксированной длине щели l это условие выполняется лишь при определенной длине волны (когда $\phi=\pi/2$), Емкостной винт в центре области связи служит для выравнивания амплитуд волн и коррекции фазового сдвига полей волн H_{10} и H_{20} . Улучшение параметров достигается также путем некоторого уменьшения ширины в области связи ($<2\alpha$), что препятствует распространению волны типа H_{30} .

Преимуществами щелевого моста перед мостами других типов являются: простота конструкции и широкий рабочий диапазон, в пределах которого сохраняется почти равное деление мощности между выходными плечами.

3.3. Антенные переключатели

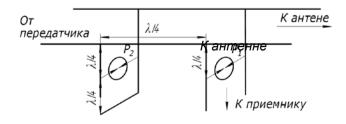
Антенные переключатели применяют в импульсных радиолокационных станциях (РЛС), имеющих общую антенну для передачи и приема. Они служат для автоматического переключения антенны с выхода передатчика к входу приемника. Во время передачи мощных СВЧ-колебаний антенный переключатель должен защитить чувствительные входные цепи приемника от повреждения. При переходе РЛС на прием слабый сигнал, поступающий от антенны, должен не поглощаться в цепях передатчика, а с минимальными потерями поступать на вход приемника.

Передатчик РЛС средней мощности генерирует импульсы с мощностью в несколько сотен киловатт, а допустимая мощность на входе приемника не должна превышать 100 мВт, поэтому антенный переключатель должен обеспечивать переходное затухание порядка $L = 10 \log(100 \cdot 10^3 / 10^{-1})$ =60,0 дБ. Из условия минимальных потерь следует, что линия передачи должна быть согласована как во время приема, так и во время передачи с учетом элементов антенного переключателя, Время переключения из одного режима в другой должно быть порядка долей микросскунды.

Основной элемент антенного переключателя – управляемый элемент (газовый разрядник, полупроводниковый прибор или ферритовый элемент).

Схемы антенных переключателей делятся на два типа: шлейфовые (ответвительные) и балансные.

Шлейфовый переключатель (рис.3.10) содержит разрядники, включенные в отрезки линии (ответвления или шлейфы), присоединенные параллельно главному фидеру. Разрядник P_1 называется разрядником защиты приемника (РЗП), а P_2 – разрядником блокировки передатчика (РБП).



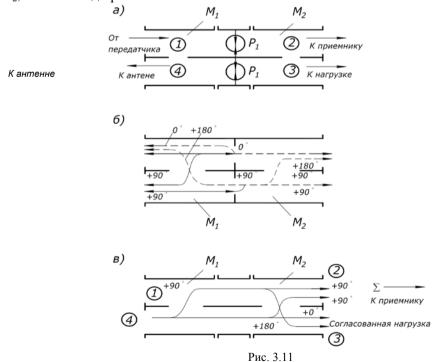
В момент генерирования передатчиком мощных импульсов в разрядниках возникает газовый разряд и их сопротивление $R_{\rm p}$ резко уменьшается. В результате этого к главному фидеру оказываются подключенными два отрезка короткозамкнутых линий длиной $\Lambda/4$ с очень большим входным сопротивлением ($R_{\rm вx}=W^2/R_{\rm p}$), поэтому ответвления не создают помех для прохождения импульса от передатчика к антенне. Разрядник защиты приемника вносит большое затухание $L=10\lg[(2+W^2/R_{\rm p})^2/4]$ в линию, соединяющую приемник с главным фидером, и защищает вход приемника от мощного сигнала.

В режиме приема, когда на выходе антенны мощность небольшая, газовый пробой в разрядниках не возникает и принятый антенной сигнал проходит по ответвлению в приемник и не поступает в цепи передатчика, так как короткое замыкание на конце шлейфа, находящееся на расстоянии $\Lambda/2 + \Lambda/4$ от места присоединения ответвления к приемнику, трансформируется в очень большое сопротивление, отключающее цепи передатчика от антенны.

В диапазоне сантиметровых волн функции четвертьволновых отрезков линий выполняют объемные резонаторы, внутри которых помещается разрядник. Резонатор с линией передачи связан с помощью петли связи или щели.

Балансный антенный переключатель строится на основе мостовых устройств СВЧ. На рис.3.11, a схематически показан балансный переключатель, состоящий из двух щелевых мостов M_1 и M_2 и двух газовых разрядников P_1 и P_2 .

В режиме передачи, когда со стороны плеча I моста M_1 подается мощный сигнал от передатчика, оба разрядника пробиваются и играют роль короткозамыкателей, отражающих практически всю падающую на них энергию (рис.3.11, δ). Поскольку деление мощности в щелевом мосте сопровождается сдвигом по фазе на $\pi/2$ (рис.3.9, δ), то отраженные от разрядников волны в плече 4 будут синфазны, а в плече I – противофазны. Благодаря этому от передатчика мощность поступает в антенну. Небольшая часть мощности, просачивающаяся через разрядники, поступает на мост M_2 и в силу фазовых соотношений оказывается синфазной в плече 3, где включена согласованная нагрузка, и противофазной в плече 2. Благодаря этому энергия на вход приемника, подключенного к плечу 2, в режиме передачи не поступает. В режиме приема (рис. 3.11, ϵ), когда разрядники погашены, сигнал от антенны (плечо 4) поступает на мост M_1 , делится на две равные части, смещенные по фазе на $\pi/2$, которые складываются во втором мосте M_2 так, что сигнал проходит только в плечо 2 моста M_2 , т. е. на вход приемника.



В отличие от шлейфового переключателя, балансный антенный переключатель не содержит резонансных отрезков и его рабочая полоса частот определяется, в основном, широкополосностью щелевых мостов. Кроме щелевых мостов в балансных переключателях могут применяться также

кольцевые мосты, направленные ответвители и др. Вместо газовых разрядников могут использоваться управляемые элементы на базе полупроводниковых приборов или ферритовых устройств.

4. ЧАСТОТНО-ИЗБИРАТЕЛЬНЫЕ ФИЛЬТРЫ СВЧ

4.1. Основные требования к избирательным фильтрам СВЧ, их структура и параметры

Избирательные устройства (фильтры) предназначены для подавления колебаний одних частот и пропускания колебаний других. Они используются для согласования комплексных нагрузок, формирования частотного канала, деления частотного канала на несколько более узких частотных каналов (мультиплексоры).

Фильтрующие свойства фильтра однозначно характеризуются его затуханием, вносимым в тракт. При этом полосу частот с малым затуханием называют полосой пропускания, а с большим – полосой заграждения. В зависимости от взаимного расположения полос пропускания и затухания фильтры могут быть разделены на фильтры нижних (ФНЧ) и верхних (ФВЧ) частот, полоснопропускающие (ППФ) и полосно-заграждающие (ПЗФ).

При конструировании фильтров задают следующие основные характеристики: полосу пропускания и допустимый уровень затухания в полосе пропускания; полосу заграждения и требуемую крутизну скатов частотной характеристики затухания в переходной области, связывающую полосы пропускания и заграждения.

В зависимости от вида частотной характеристики затухания фильтры могут быть разделены на несколько типов:

• фильтры с частотной характеристикой, выраженной полиномом Чебышева первого рода. Чебышевская характеристика полосового фильтра (рис. 4.1, *a*) математически записывается так:

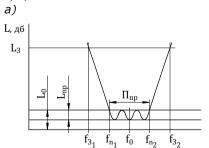
$$L_{(f)} = 10 \lg \{1 + [antlog(L_{np}/10) - 1] \cos^2(n \arccos(f/f_0))\},$$

где $L_{(f)}$ в дБ; $L_{\rm np}$ — затухание за счет пульсаций в полосе пропускания; f_0 — средняя частота полосы пропускания. Достоинством таких фильтров является то, что они имеют наибольшую крутизну скатов по сравнению с другими типами фильтров;

- фильтры с максимально плоской частотной характеристикой (рис. 4.1, δ), обеспечивающие равномерность характеристики вблизи резонанса и монотонность ее изменения в пределах полосы пропускания Π_{nn} ;
- фильтры с одинаковыми звеньями, имеющие наибольшую неравномерность частотной характеристики в полосе пропускания, причем глубина провалов растет с увеличением количества звеньев фильтра.

По своей структурной схеме большинство фильтров СВЧ относятся к лестничным или ступенчатым структурам.

Лестничная структура, показанная в общем виде на рис. 4.2, представляет собой однородную линию передачи, содержащую несколько параллельно подключенных реактивных элементов. Примером использования лестничной структуры для создания ППФ является установка в волноводе резонансных диафрагм, разнесенных на некоторое расстояние друг от друга (рис.4.3, a). Каждая такая диафрагма эквивалентна параллельному резонансному контуру, включенному в линию параллельно (рис.4.3, δ).



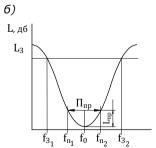
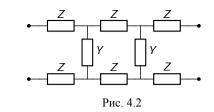


Рис. 4.1



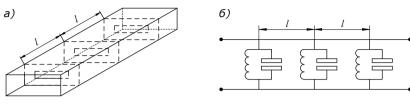
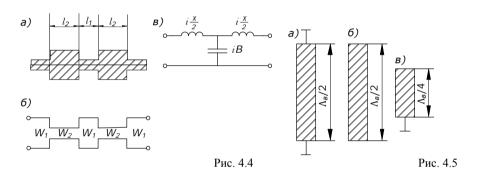


Рис. 4.3

Ступенчатая структура фильтра представляет собой цепочку однородных линий различной электрической длины и волнового сопротивления. Пример ступенчатой структуры — Φ HЧ, приведенный на рис.4.4, a. Его эквивалентная схема в виде двухпроводной линии показана на рис. 4.4, δ . Фильтр выполнен из набора чередующихся участков полосковой линии с высоким и низким волновыми сопротивлениями, это достигается изменением ширины внутреннего проводника линии. Участок полосковой линии, длина которого меньше четверти длины волны, можно рассматривать как Т-схему (рис.4.4, a), состоящую из последовательных реактивностей и параллельной проводимости.

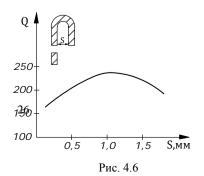


Если волновое сопротивление линии W велико, то приближенно отрезок линии эквивалентен индуктивности L=Wl/v, если мало, то отрезок приближенно эквивалентен емкости C=l/Wv, где v- фазовая скорость волны в линии.

Для обеспечения требуемой крутизны частотной характеристики затухания, вносимого фильтром, необходимо применять многозвенные фильтры. Например, при выполнении ППФ можно включать несколько резонаторов СВЧ. В резонаторах локализован процесс многократных отражений электромагнитного поля. Эта локализация достигается двумя способами: введением металлических поверхностей на границах объема и заполнением объема диэлектриком с высоким значением ϵ_a и μ_a .

В резонаторах на полосковых линиях используют оба эти способа. Некоторые типы резонаторов, применяемых для построения полосковых ППФ (рис.4.5): так называемые полуволновые (рис. 4.5, a – замкнутые, δ – разомкнутые) и четвертьволновые (ϵ – короткозамкнутые) резонаторы (на рис. 4.5 приведены внутренние проводники полосковой линии).

Оценим, какой резонатор лучше выбрать: короткозамкнутый или разомкнутый на конце. Короткозамкнутый резонатор обладает более высокой собственной добротностью и значительно меньшим излучением с концов, чем разомкнутый. Так, например, 50-омная разомкнутая на конце



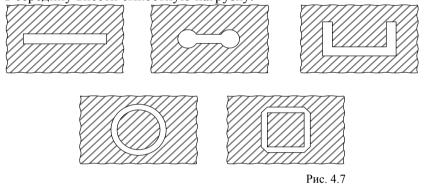
микрополосковая линия толщиной h=1 мм имеет потери на излучение около 0,5% и добротность 185, в то время как аналогичная короткозамкнутая линия обладает пренебрежимо малыми потерями излучения и добротностью примерно 480.

Один из способов подавления краевых эффектов (излучений) в разомкнутых резонаторах состоит в том, что резонатор изгибают в

виде подковы (рис. 4.6). Сведение вместе противофазных концов полуволнового резонатора позволяет скомпенсировать излучение с разомкнутых концов. При этом, однако, наряду с нием потерь на излучение наблюдается рост потерь в проводнике. В результате получаем оптимальное значение добротности $Q_{\rm max}$, соответствующее определенному зазору S (рис. 4.6). Это значение $Q_{\rm max}$ для подковообразного резонатора оказывается на 55% больше добротности прямолинейного полуволнового резонатора. К достоинствам подковообразного резонатора следует отнести его компактность, которая наиболее существенна для многорезонаторных схем, например фильтров.

Очень серьезным недостатком короткозамкнутых резонаторов является необходимость сверления отверстий в подложке с достаточно высокой точностью. Дополнительные отверстия усложняют технологический процесс изготовления и приводят к снижению устойчивости схемы к механическим воздействиям. Этот недостаток в значительной степени ограничивает применение короткозамкнутых резонаторов.

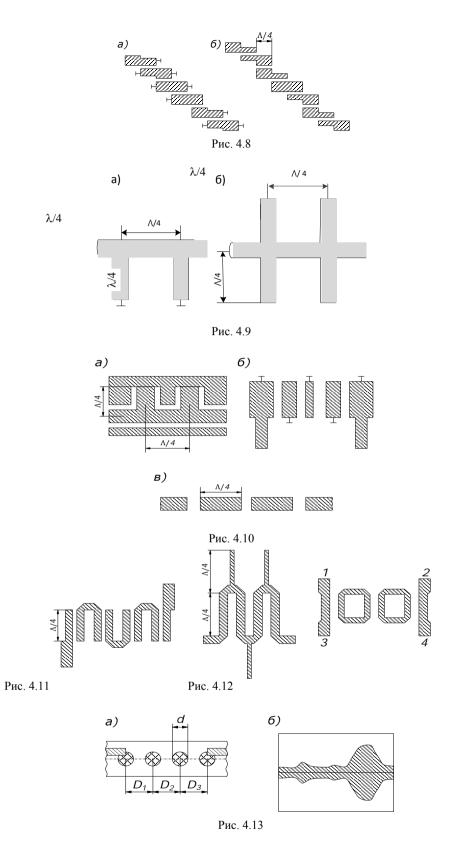
В этом случае можно, использовать конструкции резонаторов на щелевой линии передачи (рис.4.7). Полуволновая щель может выполнять функцию резонатора, причем ее электрическая длина при слабой внешней связи резонатора должна быть несколько меньше расчетной длины, равной $\Lambda/2$ (Λ – длина волны в щелевой линии), что объясняется индуктивным характером неоднородности на концах щели. Укорочение резонатора зависит от толщины подложки и некоторых других факторов. Резонансная щель может быть более компактной, если ее изогнуть (рис.4.7) или в середину внести емкостную нагрузку.



Резонаторы фильтра соединяют между собой или непосредственно, или с помощью отрезков линий. На практике часто используется соединение резонаторов с помощью трансформаторов сопротивлений в виде четвертьволновых отрезков линий, так как при этом взаимные влияния звеньев существенно ослабляются, и каждое звено можно выполнить и настроить на рабочую частоту отдельно, после чего настройка всего фильтра значительно упрощается. Кроме того, в этом случае размеры линии оказываются некритичными, а их влияние на настройку резонаторов будет небольшим в полосе частот, достигающей 20% средней частоты. Многозвенные фильтры с непосредственными связями (например, с помощью отверстий в стенке, разделяющей резонаторы фильтра) настраивать труднее, поскольку каждый ненастроенный резонатор вносит в соседние реактивное сопротивление, вызывающее их расстройку.

Использование техники полосковых (ПЛ) и микрополосковых линий (МПЛ) позволило упростить и удешевить технологию изготовления устройств СВЧ и прежде всего частотно-избирательных фильтров. Поэтому в дальнейшем изложении основное внимание уделено фильтрам, выполненным на полосковых, микрополосковых, щелевых (ЩЛ) и копланарных (КЛ) линиях передачи.

Микроэлектронные фильтры можно разделить по способу реализации на следующие типы: 1-й – с параллельно связанными полуволновыми резонаторами (рис.4.8, a – с закороченными резонаторами, δ – с разомкнутыми); 2-й с параллельно связанными и последовательными шлейфами длиной $\Lambda/4$ (рис.4.9, a – на МПЛ с закороченными резонаторами; δ – с разомкнутыми резонаторами; 3-й – с полуволновыми шлейфами и четвертьволновыми соединительными линиями (рис.4.10, a); 4-й – на встречных стержнях (рис.4.10, δ); 5-й – на одиночной полосковой линии с зазорами (рис.4.10, a); 6-й – на меандровых линиях (рис. 4.11); 7-й – направленные ответвители (рис.4.12); 8-й – на диэлектрических резонаторах (рис. 4.13, a); 9-й – на нерегулярных полосковых линиях (рис. 4.13, δ).



Рекомендации по выбору типа линии при построении полосно-пропускающих фильтров этих типов приведены в таблице.

Рекомендации по выбору типа линии до частоты 15 ГГц

Полоса пропускания	Потери в полосе пропускания	Габаритный размеры	Крутизна скатов	Тип ли- нии для реа- лизации
-----------------------	-----------------------------------	-----------------------	--------------------	---------------------------------------

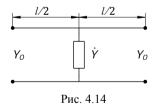
5%	10%	20%	минималь- ные	нелимитиро- ванные	минимальные	нелимити- рованные	большая	нелимитиро- ванная	
1, 4	1, 2, 4	1, 2,	1, 2,	5, 7	6*, 4	1, 3, 5	3, 4	1, 2, 5	МПЛ
7, 8	5, 6	3, 4, 6, 9	3, 4, 6, 9	8	9	7, 8	7, 8*	6, 9	
1, 7	1, 2, 5, 6	1, 2, 3, 6	1, 2, 3, 6	5, 7	6	1, 3, 5, 7	3, 7	1, 2, 5, 6	ЩЛ
	2, 5	2, 3	2, 3	5		3, 5	3	2, 5	КЛ
	2	2, 3	2, 5		3		3	2	мпл, щл

Примечания. 1. Цифры означают тип фильтра. 2. Звездочкой отмечены лучшие параметры.

Рассмотрим кратко особенности указанных типов фильтров. Фильтр 1-го типа на связанных линиях имеет значительные размеры, если он не сворачивается в меандр, т. е. не превращается в фильтр типа 6, который максимально использует площадь подложки. Фильтры типов 2 и 3 с параллельными и последовательными шлейфами удобно выполнять на комбинациях ЩЛ и МПЛ. Фильтр типа 7 (рис. 4.12) интересен тем, что от полюса I к полюсу 4 он узкополосный пропускающий, а от полюса I к полюсу 2 узкополосный заграждающий. Его недостаток – большие потери в полосе пропускания (порядка 3 дБ). Фильтр типа 8 на диэлектрических резонаторах имеет крутизну скатов в 3—4 раза больше, чем фильтры на МПЛ из-за относительно высокой добротности диэлектрических резонаторов ($2 \cdot 10^3$). Этот фильтр представляет собой цепочку диэлектрических резонаторов, расположенных на подложке с МПЛ, которые связаны с первым и последним резонаторами. Фильтр типа 9 имеет ряд достоинств: отсутствие паразитных полос пропускания, небольшие размеры и малые потери. Недостаток — небольшая крутизна скатов. Полоснозаграждающие фильтры обычно аналогичны фильтрам типа 2, 3, 6, 7, но длина шлейфов изменяется на $\pm \Lambda/4$ по сравнению с ППФ.

4.2. Методы расчета фильтров

Фильтр СВЧ можно рассчитать двумя методами: решить задачу распространения волны в передающих линиях на основе волновых матриц передачи или же рассматривать вместо фильтра СВЧ эквивалентную схему LCR-фильтра, что позволяет использовать хорошо известные методы расчета цепей с сосредоточенными постоянными. С помощью матрицы передачи [T] удобно анализировать параметры фильтра по его заданной структуре, особенно учитывая простоту реализации на ЭВМ математических операций над матрицами. При этом методе каждое звено фильтра описывается матрицей передачи, а искомая матрица передачи [T] фильтра определяется как произведение матриц передачи отдельных звеньев. Отдельное звено лестничной структуры, состоящее из отрезка линии передачи длиной I с включенной посредине неоднородностью (рис.4.14), представляет



собой каскадное соединение двух отрезков линии передачи длиной l/2 и одной сосредоточенной нерегулярности \dot{Y} , включенной параллельно линии

Матрица передачи звена может быть представлена в виде произведения следующих матриц:

$$[T_i] = \begin{bmatrix} e^{i\theta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\theta/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1+\dot{y}/2 & \dot{y}/2 \\ -\dot{y}/2 & 1-\dot{y}/2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\theta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\theta/2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\theta}(1+\dot{y}/2) & \dot{y}/2 \\ -\dot{y}/2 & e^{i\theta}(1-\dot{y}/2) \end{bmatrix},$$

где $\theta = \beta l$ — электрическая длина двух отрезков линии; $\dot{y} = \dot{Y}/Y_0$ —нормированная параллельная проводимость. Матрица передачи [T] лестничного фильтра из n звеньев равна произведению матриц передачи этих звеньев: $[T] = \prod_{i=1}^n [T_i]$.

Затухание, вносимое фильтром, определяется величиной модуля элемента t_{11} матрицы фильтра

[T] (см. разд. 2) L=10lg t_{11}^2 дБ. Этот же метод применим и при анализе ступенчатой структуры фильтра (рис.4.3), состоящего из n отрезков передающей линии (ступенек), имеющих различную длину и различные волновые сопротивления. Матрица передачи фильтра определяется как произведение матриц передачи отрезков линий и матриц передачи скачков волновых сопротивлений.

Матрица передачи, обусловленная скачком волнового сопротивления

$$[T_{
m ck}] = egin{array}{c} rac{R+1}{2\sqrt{R}} & rac{R-1}{2\sqrt{R}} \ rac{R-1}{2\sqrt{R}} & rac{R+1}{2\sqrt{R}} \ \end{pmatrix},$$

где $R=W_2/W_1$ — отношение волновых сопротивлений соединяемых линий.

Аналогичные методы успешно применимы и при анализе других типов фильтров СВЧ.

Синтез фильтров СВЧ (определение геометрических размеров устройства по его заданным свойствам: АХЧ, ФЧХ, технологическая реализуемость, габариты, масса и др.) более наглядно и удобно вести с помощью фильтров-прототипов на сосредоточенных параметрах.

Различают три класса синтеза:

- классический синтез, использующий аналитический аппарат математики в сочетании с ЭВМ; машина служит лишь для уменьшения трудоемкости вычислений. Этот тип синтеза удобен для обзора проблем в целом.
- *диалоговый синтез*, основанный на целенаправленном отборе вариантов анализа, выполняемого на ЭВМ. Оценивает варианты человек. Модификация этого метода (так называемый дисплей) содержит визуальную оценку вариантов; это убыстряет процесс диалога человек-машина;
- машинный синтез (численная оптимизация) представляет собой целенаправленный перебор вариантов анализа; как анализ, так и оценку близости варианта к оптимальности проводит ЭВМ по критериям, заданным в ее программе.

Таким образом, анализ является вспомогательным этапом синтеза. Анализ проводится на моделях. Моделью называется простая структура (схема замещения), воспроизводящая частотные характеристики исследуемого устройства. Модель реализует компромисс между точностью исследования и его обозримостью.

В основе моделирования фильтров СВЧ лежит общность основных физических закономерностей в линейных системах различных типов. Эти закономерности сводятся, по сути, к трем явлениям: отражению, поглощению и прохождению энергии в виде волнового процесса; других причин возникновения частотной селекции в линейных системах нет.

5. УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

5.1. Классификация управляющих устройств СВЧ

Управляющие устройства предназначены для регулирования амплитуд и фаз СВЧ-сигналов или для изменения путей их прохождения в трактах.

Управляющие устройства бывают механические, в которых изменения параметров происходят вследствие перемещений отдельных частей, и электрические, в которых параметры тракта под действием электрических сигналов управления изменяются без каких-либо перемещений.

Электрически управляемые устройства СВЧ могут быть выполнены: на коммутационных диодах СВЧ, на подмагниченных ферритах, на газовых разрядниках, на сегнетоэлектрических элементах.

В зависимости от выполняемых функций можно выделить следующие управляющие устройства СВЧ.

Выключатели — четырехполюсные приборы, обеспечивающие либо согласованную передачу сигнала со входа на выход (открытое состояние), либо отсутствие передачи сигнала (режим запирания). Режим запирания может быть реализован либо путем полного отражения сигнала, либо за счет его поглощения.

Коммутаторы — многополюсные устройства, имеющие один или несколько входов и ряд выходов. Сигналы, поданные на входы, поступают по одному или нескольким изменяемым каналам на выходы с минимальными потерями и при выполнении условий согласования.

Отражательные фазовращатели – двухполюсники с коэффициентом отражений $\dot{\Gamma} = |\dot{\Gamma}| e^{i\phi}$, фазу коэффициента отражения ϕ которых можно изменять плавно или ступеньками, а модуль коэф-

фициента отражения $|\dot{\Gamma}|$ близок к единице. В идеале отражательный фазовращатель представляет собой переменное реактивное сопротивление и может быть реализован в виде короткозамкнутого или разомкнутого шлейфа переменной длины.

Проходные фазовращатели — согласованные четырехполюсники, в идеале реактивные, обладающие переменной фазой коэффициента передачи. Проходные фазовращатели бывают плавными (с непрерывным изменением фазы) и ступенчатыми, в которых фаза принимает ряд фиксированных значений, различающихся на постоянную величину $\Delta \phi$ — дискрет фазы.

Aттенюаторы — четырехполюсники, обеспечивающие плавное или дискретное изменение вносимого ослабления от минимального значения L_{\min} до максимального значения L.

Ограничители мощности — саморегулирующиеся согласованные четырехполюсники, пропускающие слабые сигналы почти без ослабления и резко ограничивающие интенсивность сигналов, мощность которых превышает заданный пороговый уровень.

5.2. Механические коммутаторы, фазовращатели и аттенюаторы

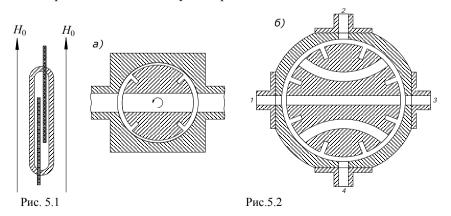
Принцип действия простейших выключателей СВЧ основан на создании короткого замыкания или размыкания проводников в отрезке линии передачи. Короткозамыкатель может быть подключен к линии передачи также через четвертьволновый шлейф. Подобный выключатель пропускает сигнал при разомкнутом шлейфе. Электромеханические выключатели на дециметровых и более длинных волнах создают с применением специальных высокочастотных реле и герконов.

 Γ еркон — герметизированный магнитоуправляемый контакт (рис. 5.1) представляет собой два плоских контактных лепестка из магнитомягкого сплава, впаянных в концы заполненной инертным газом трубки (диаметр трубки 2...3 мм, длина 10...20 мм). Свободные концы лепестков расположены один над другим с небольшим зазором. Под действием постоянного управляющего магнитного поля H_0 контакты намагничиваются, притягиваются друг к другу и замыкают цепь. При выключении магнитного поля контакты геркона размыкаются под действием сил упругости. Управляющее магнитное поле может быть создано соленоидом, размещенным вокруг геркона, перемещающимися постоянными магнитами или электромагнитами.

В справочной литературе электромагнитные герконовые высокочастотные реле обозначают, например, РЭВ-18, магнитные контакты, например, МК-10-3В. Максимальная частота переключений составляет сотни герц.

Мощность коммутируемых непрерывных СВЧ-сигналов пока не превышает десятков ватт, а их максимальная частота – сотен мегагерц.

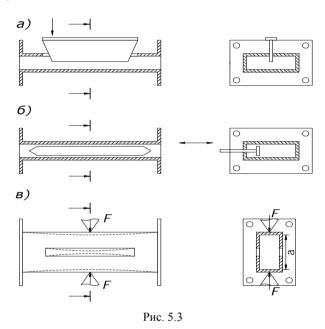
На сантиметровых волнах часто применяют механические волноводные выключатели и переключатели. В простейшем переключателе (рис. 5.2, a) волноводы соединяются с помощью волноводного канала в поворотном металлическом роторе. Для надежного электрического контакта на боковой поверхности ротора устроены дроссельные канавки (типа обычного дроссельного фланца). При повороте ротора на 90° волноводы закорачиваются поверхностью ротора, а дроссельные канавки препятствуют просачиванию сигнала по зазору между ротором и корпусом. В более сложных переключателях (рис.5.2, δ) ротор имеет три волноводных канала, допускающих четыре типа присоединения между четырьмя входами.



В механических фазовращателях проходного типа электрическую длину отрезков линии передачи можно изменять варьированием геометрической длины или коэффициента фазы.

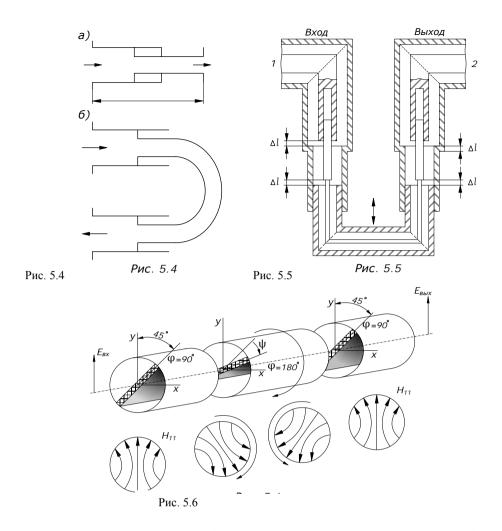
H

Волноводные фазовращатели с изменением коэффициента фазы волны H_{10} прямоугольного волновода показаны на рис.5.3. В конструкции, представленной на рис.5.3, а, диэлектрическую пластину погружают параллельно силовым линиям поля E в прямоугольный волновод через неизлучающую продольную щель в середине широкой стенки, что приводит к замедлению волны и увеличению запаздывания на выходе фазовращателя. Скосы на краях диэлектрической пластины играют роль плавных переходов, обеспечивающих согласование фазовращателя. Подбором скосов можно изменять вид зависимости вносимого фазового сдвига от глубины погружения пластины. В конструкции на рис.5.3, δ диэлектрическая пластина перемещается от края к центру волновода диэлектрическим держателем, пропущенным через отверстие в боковой стенке волновода. При прохождении пластины в область большей концентрации поля E увеличивается замедление волны в волноводе и растет запаздывание, вносимое фазовращателем. Края пластины скошены для уменьшения отражений. Конструкция волновода на рис.5.3, в выполнена из упругого металла и в середине широких стенок прорезаны неизлучающие продольные щели. Под действием внешнего усилия F, приложенного к боковым стенкам волновода, его ширина a изменяется, что приводит к изменению критической длины волны $\lambda_{\rm kp}$ =2a и фазовой скорости волны H_{10} (сжатие волновода уменьшает запаздывание фазы).



На практике для изменения фазы в волноводных и коаксиальных трактах широко применяются механические фазовращатели с раздвижной линией: с прямой линией (рис. 5.4, a); с U-образным коленом (рис. 5.4, δ); коаксиальный тромбонный фазовращатель (рис. 5.5).

В качестве измерительного плавного фазовращателя чаще других применяют поляризационный фазовращатель с волной H_{11} в круглом волноводе (рис. 5.6), состоящий из трех волноводных секций. Первая секция преобразует линейно-поляризованное поле волны H_{10} в прямоугольном волноводе в волну типа H_{11} в круглом волноводе с вращающейся поляризацией поля. Это достигается введением в переходную секцию диэлектрической пластины так, чтобы фазовый сдвиг между ортогональными составляющими электрического поля на выходе секции равнялся 90° . Средняя секция фазовращателя — это отрезок цилиндрического волновода, внутри которого находится диэлектрическая пластина, которая может вращаться относительно главной оси волновода. Максимальный фазовый сдвиг, вносимый диэлектрической пластиной, изменяется от 0° до 180° .



Третья секция конструктивно подобна первой и служит для обратного преобразования волны с круговой поляризацией в волну H_{10} с линейной поляризацией. Управление фазовым сдвигом осуществляется путем поворота диэлектрической пластины в цилиндрическом волноводе. При вращении этой пластины на угол θ вектор напряженности поля приобретает фазовый сдвиг, равный 2θ .

Для создания переменных аттенюаторов с большим ослаблением до 100 дБ и более обычно используют явление экспоненциального ослабления типов волн в запредельных волноводах. Коаксиальные аттенюаторы (рис. 5.7) выполнены в виде отрезков круглого волновода переменной длины и малого диаметра, в котором волны всех типов не распространяются.

В аттенюаторе на рис. 5.7, a в запредельном круглом волноводе возбуждается волна типа E_{01} с помощью емкостного зонда, а в аттенюаторе на рис. 5.7, δ – волна типа H_{11} с помощью петли связи. Ослабленные колебания этих волн принимаются на другом конце круглого волновода емкостным зондом или петлей связи, соединенными с коаксиальными волноводами. Ослабление аттенюаторов на запредельных волноводах, измеряемое в децибелах, прямо пропорционально длине отрезка запредельного волновода и поэтому может быть изменено в широких пределах. Аттенюаторы, реализованные по схемам рис. 5.7, a, δ , не согласованны.

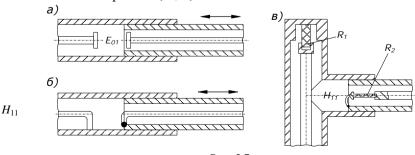


Рис. 5.7

Для согласования входов в схемы запредельных аттенюаторов вводят поглощающие элементы. В согласованном аттенюаторе (рис. 5.7, в) центральный проводник входного коаксиального волновода, замкнутый на согласованную нагрузку R_1 , возбуждает в круглом волноводе затухающую волну H_{11} , принимаемую на другом конце волновода индуктивным зондом. В цепь зонда включена поглощающая вставка R_2 , обеспечивающая согласование на выходе аттенюатора. Аттенюатор ослабляет мощность при изменении длины круглого волновода с помощью скользящего соединения во внешнем проводнике выходного коаксиального волновода. На сантиметровых волнах применяют также волноводные аттенюаторы с поглощающими пластинками. По конструкции они аналогичны волноводным фазовращателям (рис. 5.3), но вместо диэлектрических в них применяют пластины из поглощающего материала. При перемещении поглощающих пластин в область волновода с более высокой напряженностью поля Е увеличивается мощность, поглощаемая аттенюаторами. Форма пластин определяет качество согласования и вид градуированной кривой ослабления аттенюаторов. Точность измерения ослабления в переменных аттенюаторах в значительной степени определяется точностью градуировки и отсчета, поэтому в них применяются различные безлюфтовые механизмы с отсчетными устройствами, имеющими большую разрешающую способность. Наибольшее распространение получили отсчетные устройства в виде индикаторов малых перемещений часового типа и микрометрических головок.

Максимальное ослабление запредельных аттенюаторов, работающих в диапазоне частот $1...3000 \ \mathrm{M}\Gamma$ ц, не превышает $100...150 \ \mathrm{д}$ Б. Поглощающие аттенюаторы работают в сантиметровом диапазоне и обеспечивают ослабление $10...50 \ \mathrm{д}$ Б [2].

Во всех рассмотренных аттенюаторах при изменении ослабления изменяется фаза высокочастотного сигнала на выходе. Практически неизменную фазу выходных сигналов обеспечивают поляризационные аттенюаторы (рис. 5.8), в которых ослабление мощности, переносимой волной H_{11} в круглом волноводе, происходит вследствие полного поглощения части мощности, связанной с составляющей вектора напряженности электрического поля, параллельной поглощающей пластине 2, во вращающейся секции I, размещенной вдоль оси симметрии волновода и поворачивающейся вокруг оси волновода на угол θ .

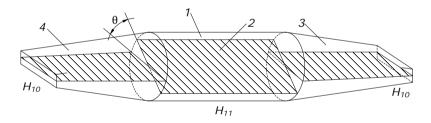


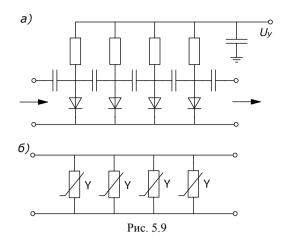
Рис. 5.8

При θ =0° поглощение минимальное, при θ =90° максимальное (100 дБ и более). Плавные переходы 3; 4 с горизонтальными поглощающими пластинами преобразуют волны H_{11} в круглом волноводе в волны H_{10} в прямоугольном.

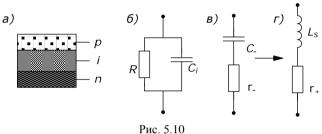
5.3. Полупроводниковые аттенюаторы и фазовращатели

Полупроводниковые устройства на сверхвысоких частотах в настоящее время выполняют большинство функций, для которых ранее использовались электровакуумные и газоразрядные приборы. Устройства на полупроводниковых приборах имеют малую массу и габариты, продолжительный срок службы, высокие надежность и быстродействие, малую мощность, потребляемую в цепях управления.

По характеру управления аттенюаторы могут быть аналоговыми (плавными) и дискретными (ступенчатыми), а по построению схемы – проходными и отражающими. В последних используется двойное прохождение сигнала СВЧ через управляющее устройство, возникающее благодаря установке на выходе аттенюатора короткозамыкателя. В аттенюаторах и фазовращателях в большинстве случаев применяют диоды с p-n-переходом (варакторы), а при большой мощности сигнала p-i-n или n-i-p-i-n-диоды.



Аттенюаторы на p-i-n-диодах выполняют в большинстве случаев по каскадной схеме (рис.5.9, a). Эквивалентная схема такого аттенюатора (рис.5.9, δ) представляет собой отрезок линии, параллельно которой через определенные интервалы включены проводимости Y, соответствующие p-i-n-диодам.



p-i-n-диоды (рис. 5.10, a) состоят из практически чистого полупроводника (i-области), расположенного между высоколегированными p- и n-областями. При отрицательном смещении область с собственной проводимостью становится запирающим слоем с очень маленькой емкостью и большим сопротивлением r. (рис.5.10, δ , ϵ); при положительном смещении p- и n-области инжектируют дырки и электроны в промежуточную область i, образуя хорошо проводящую плазму. Такая инжекция приводит к значительному уменьшению сопротивления i-области r+ (до единиц ома) (рис.5.10, ϵ). При изменении управляющего напряжения, следовательно, и тока, протекающего через диод, активное сопротивление p-i-n-диода изменяется в 10 раз и больше. Это свойство определило широкое применение p-i-n-диодов в устройствах с плавным изменением затухания (аттенюаторы, модуляторы) и скачкообразным изменением затухания (выключатели, коммутаторы).

Метод анализа каскадных схем СВЧ на p-i-n-диодах заключается в следующем: каждый p-i-n-диод с участком линии передачи представляется матрицей передачи [T_п], а матрица передачи [T] всего аттенюатора определяется путем перемножения матриц отдельных элементов. Для нахождения затухания, вносимого аттенюатором, используется формула L=10lgt₁₁ 2 , где t₁₁ определяется из

матрицы передачи аттенюатора $[T] = \begin{bmatrix} \dot{t}_{11} & \dot{t}_{12} \\ \dot{t}_{21} & \dot{t}_{22} \end{bmatrix}$, а для определения коэффициента отражения пере-

ходят от матрицы [T] к матрице [S] в соответствии с (2.1):

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{\dot{t}_{21}}{\dot{t}_{11}} \dot{t}_{22} & -\frac{\dot{t}_{12} \cdot \dot{t}_{21}}{\dot{t}_{11}} \\ \frac{1}{\dot{t}_{11}} & -\frac{\dot{t}_{12}}{\dot{t}_{11}} \end{bmatrix}.$$

Для получения максимального затухания p-i-n-диоды в аттенюаторе располагаются на расстоянии $\Lambda/4$ друг от друга, однако для расширения рабочей полосы частот аттенюатора целесообразно использовать неэквидистантное расположение p-i-n-диодов. С этой же целью сопротивление крайних диодов в рабочем режиме делают больше сопротивления остальных (увеличением их нагрузочных сопротивлений). Конденсаторы и дроссели (рис.5.9, a) служат для разделения цепей СВЧ и управляющего напряжения.

 Φ азовращатели на p-i-n-duodaх принадлежат к ступенчато регулируемым устройствам, поскольку в них используется принцип включения и отключения отрезков линий (бинарный принцип) с помощью коммутационных p-i-n-duodoв для получения требуемых скачков фазового сдвига. Скачок фазового сдвига в трехкаскадном проходном фазовращателе (рис. 5.11) зависит от электрической длины l_n отрезка линии, подключаемого последовательно в основную линию, когда p-i-n-duodb находятся в состоянии «выключено».

 Φ азовращатели на p-n- θ ио θ ах (варакторах) (рис.5.12) позволяют регулировать величину фазового сдвига благодаря изменению емкости p-n-перехода при изменении величины приложенного к нему управляющего напряжения. Зависимость емкости p-n-перехода от управляющего напряже-

ния (или напряжения смещения) имеет вид
$$C = \frac{A}{\left(\phi_{\rm k} + U_{\rm y}\right)^n}$$
, где A – постоянная для данного пере-

хода величина; U_y — управляющее напряжение; ϕ_{κ} — контактная разность потенциалов, составляющая несколько десятых долей вольта; n=1/3 для так называемых резких переходов и n=1/2 для плавных переходов.

График зависимости емкости p-n-перехода от управляющего напряжения (такие зависимости называются вольтфарадными характеристиками) показан на рис.5.13, a.

В фазовращателях целесообразно использовать емкость только закрытого p-n-перехода, так как в режиме прямого тока слишком велико шунтирующее действие его прямого сопротивления. Эквивалентная схема варактора при отрицательном смещении приведена на рис.5.13, δ , где $C_{\rm k}$ — емкость корпуса варактора; C — емкость p-n-перехода; L — индуктивность выводов; r_s — эквивалентное сопротивление потерь.

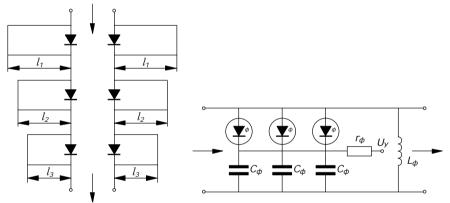


Рис. 5.12

Рис. 5.11

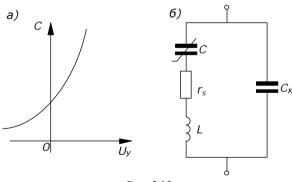


Рис. 5.13

Эквивалентная схема многоэлементного фазовращателя (рис.5.14) представляет собой каскадное соединение отрезков линии с подключенными параллельно варакторами.

При таком включении параметры варактора в рабочей полосе частот и во всем диапазоне управляющих напряжений целесообразно описывать с помощью его комплексной проводимости \dot{Y} =G+iB, составляющие которой находят на основе эквивалентной схемы (рис.5.13, δ):

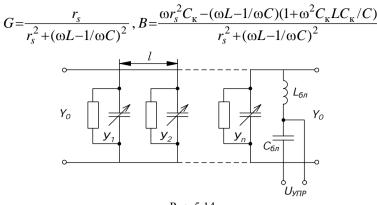


Рис. 5.14

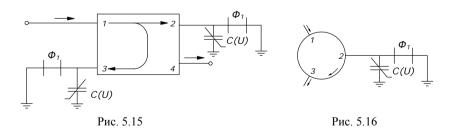
Эти величины позволяют определить полную приведенную проводимость варактора $y=Y/Y_0$ g+ib и, следовательно, и матрицу передачи одного элемента фазовращателя.

Параметры многоэлементного фазовращателя рассчитывают перемножением матриц передачи отдельных элементов, отличие от расчета многоэлементного аттенюатора в том, что основной искомой величиной является не модуль t_{11} , а его аргумент, определяющий фазовый сдвиг, создаваемый фазовращателем.

Методы расчета с помощью волновых матриц удобны для реализации на ЭВМ, что особенно ценно при расчетах управляющих устройств, так как необходимость определения параметров как в полосе частот, так и во всем диапазоне управляющего напряжения сопряжена с большим числом вычислений.

Отражающие фазовращатели образуются из проходных замыканием накоротко выхода схемы. Тогда имеющиеся в схеме варакторы будут регулировать фазу сигнала на его пути к фазовращателю и обратно, а это ведет к увеличению фазового сдвига вдвое. Существенный недостаток такой схемы – наличие лишь одного входа. Для разделения падающей и отраженной волн можно использовать трехдецибельный направленный ответвитель, щелевой мост или иной восьмиполюсник, обладающий аналогичными свойствами. Включение отражающих фазовращателей с помощью указанных многополюсников образует в целом схему проходного фазовращателя.

На рис. 5.15 трехдецибельный направленный ответвитель нагружен на выходах 2 и 3 отражающими фазовращателями, содержащими в общем случае по одному или по несколько варакторов. Сигнал поступает на вход I и снимается на выходе 4. Для идеального направленного ответвителя и отражающих фазовращателей без потерь вносимый схемой фазовый сдвиг равен сумме фазовых сдвигов, вносимых отражающими фазовращателями, а величина коэффициента отражения на входах 1 и 4 фазовращателя равна нулю. На рис.5.16 изображен фазовращатель с использованием циркуляра.



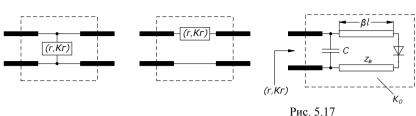
5.4. Электрически управляемые выключатели на *p-i-n-*диодах

Простейший выключатель содержит один коммутационный элемент с двумя сопротивлениями (r, Kr), установленный параллельно или последовательно в линию передачи (рис.5.17), причем сопротивление r должно быть подобрано в соответствии с неравенствами r <<1, Kr>>1. Ослабление мощности в параллельном выключателе в двух состояниях коммутационного элемента определяется формулой

$$L_3 = 1/|S'_{21}|^2 = [1+1/2r]^2; L_{\pi} = 1/|S''_{21}|^2 = [1+1/2Kr]^2,$$

где S'_{21} и S''_{21} – элементы матрицы выключателя при двух состояниях коммутационного элемента, индексы "з" и "п" указывают на состояние запирания ($|S'_{21}| <<1$) и пропускания ($|S''_{21}| \approx 1$). Ослабления L_3 и L_{Π} являются зависимыми величинами – между ними существует связь

$$(\sqrt{L_3} - 1)/(\sqrt{L_{\Pi}} - 1) = K.$$
 (5.1)



Таким образом, параметр качества K коммутационного элемента действительно определяет достижимые характеристики выключателя. Лишь одна из величин L_3 или L_{Π} при расчете выключателя может быть задана произвольно, а вторая связана с первой соотношением (5.1). Значения L_3 и L_{Π} можно изменять путем подбора величины r. Например, выключатель может управлять максимальной СВЧ-мощностью, если в каждом из двух рабочих состояний будут одинаковы омические мощности потерь в коммутационном элементе. Можно показать, что это требование будет удовлетворено при $r = 1/2\sqrt{K}$ и вносимые ослабления оптимизированного таким образом выключателя составят:

$$L_3 = (1 + \sqrt{K})^2$$
; $L_{II} = (1 + 1/\sqrt{K})^2$

 $L_{\scriptscriptstyle 3}=(1+\sqrt{K}\)^2;\,L_{\scriptscriptstyle \Pi}=(1+1/\sqrt{K}\)^2.$ При $K\!\!=\!10^3\,L_{\scriptscriptstyle 3}=\!30,\!3$ дБ и $L_{\scriptscriptstyle \Pi}=0,\!27$ дБ. Величины ослабления для выключателя, выполненного по последовательной схеме, аналогичны.

Электрические параметры СВЧ-выключателей (вносимые ослабления в двух состояниях и допустимая мощность) могут быть улучшены при использовании более сложных схем, содержащих несколько коммутационных элементов с их разносом вдоль линии передачи. Диодные выключатели успешно применяются в схемах переключателей «прием-передача» вместо газовых разрядников или в сочетании с ними.

6. ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

6.1. Классификация ферритовых устройств

Устройства с ферритами можно разделить на две группы. В первую входят невзаимные устройства (вентили, гираторы и циркуляторы).

Вентиль – четырехполюсное устройство, пропускающее волну в одном направлении почти без отражения и без ослабления, но поглощающее волну, распространяющуюся в обратном направлении. Применяется для защиты генератора СВЧ от изменений сопротивления нагрузки, для построения развязывающих цепей в качестве элементов измерительных установок.

Гиратор – невзаимный фазосдвигатель, фазы коэффициентов передач которого в прямом и обратном направлениях различаются на 180°. Применяется как базовый элемент более сложных невзаимных устройств.

Циркулятор – согласованный, недиссипативный, невзаимный многополюсник, в котором передача мощности происходит в одном направлении с входа 1 на вход 2, с входа 2 на вход 3 и т. д. Чаще применяются шестиполюсные и восьмиполюсные циркуляторы для одновременного использования общей антенны на прием и передачу в параметрических усилителях, в схемах сложения мощностей нескольких генераторов и т. д.

Вторую группу ферритовых устройств составляют управляющие устройства: фазовращатели, выключатели, коммутаторы, плавные и ступенчатые аттенюаторы, переменные делители мощности, перестраиваемые фильтры. Характеристики таких устройств изменяются регулированием или переключением тока в управляющих обмотках. Существуют также ферритовые устройства с внутренней магнитной памятью, их перестройка производится подачей одиночных импульсов тока в управляющие обмотки.

Подавляющее большинство ферритовых устройств СВЧ предназначено для работы в сантиметровом диапазоне волн. Использование ферритов на дециметровых и миллиметровых волнах также возможно, однако связано с трудностями получения нужных электрических характеристик ферритовых образцов и сложностью создания управляющих магнитных полей надлежащей интенсивности. Основными достоинствами ферритовых устройств являются способность к работе при высоких уровнях СВЧ-мощности и нечувствительность к значительным кратковременным перегрузкам. Недостатки ферритовых устройств обусловлены зависимостью характеристик ферритовых образцов от температуры и трудностями достижения высокого быстродействия из-за инерционности управляющих магнитных систем.

6.2. Явления в подмагниченных ферритах на СВЧ

Феррит представляет собой химическое соединение оксида железа (Fe_2O_3) с оксидом металлов (никель, марганец, магний и др.). Основное отличие ферритов от других ферромагнитных материалов – их большое удельное сопротивление порядка $(10^6...10^8)$ Ом·см. Относительная магнитная проницаемость ферритов на СВЧ $\varepsilon=5...20$, $tg\delta=10^{-2}...10^{-4}$, а относительная магнитная проницаемость, имеющая на низких частотах довольно большие значения, уменьшается приблизительно до единицы.

Ферромагнитный резонанс обусловлен природой вещества. Основой для рассмотрения явлений в ферритах служит теория непроводящего ферромагнитного кристалла, созданная в 30-х гг. XX в. Л. Д. Ландау и Е. М. Лившицем. Основную роль в ферромагнитных свойствах вещества играет спиновый магнитный момент $p_{\scriptscriptstyle \rm M}$ электрона, возникающий при его вращении вокруг собственной оси. Хотя такое объяснение сводит «квантовые эффекты» к механической модели, оно довольно точно описывает как качественную, так и количественную сторону явлений. Следовательно, в простейшей модели ферромагнитных материалов электроны представляются в виде волчков, которые, вращаясь вокруг своей оси, создают механический момент количества движения $\overline{L}_{\scriptscriptstyle a}$ и магнитный спиновый момент (рис.6.1). Эти моменты направлены противоположно и связаны равенством $\bar{p}_{\rm M} = (-|e|/m_e)\bar{L}_{\rm 3}$. Взаимодействие магнитного спинового момента с постоянным магнитным полем H_0 создает момент механической силы $M_c = \mu_0[\overline{p}_{\rm M}, \overline{H}_0]$, который стремится повернуть ось вращения электронов в направлении вектора H_0 . Однако ось вращающегося электрона не сразу совмещается с этим вектором, а подобно гироскопу начинает прецессировать (описывать круги) вокруг вектора H_0 .

Частота прецессии называется частотой ферромагнитного резонанса:

$$f_0 = \gamma_{\mathsf{M}} \cdot H_0, \tag{6.1}$$

где $\gamma_{\rm M} = \frac{1}{2\pi} \mu_0 \frac{|e|}{m_e} = 35,18 \ {\rm к} \Gamma_{\rm U} \cdot {\rm m}/{\rm A} - {\rm гиромагнитное}$ отношение. Если на электрон будет действовать

переменное магнитное поле с частотой ю, то с такой же частотой ю будут происходить вынужденные колебания спинового момента электрона (рис.6.2).

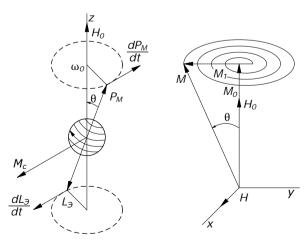
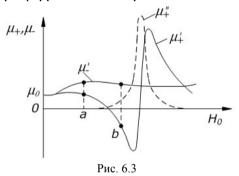


Рис. 6.1 Рис. 6.2

Амплитуда этих колебаний будет тем больше, чем ближе о к частоте ферромагнитного резонанса. Из-за потерь в веществе прецессия совершается по свертывающейся спирали. Сотой доли микросекунды достаточно для того, чтобы магнитные моменты сориентировались вдоль поля H_0 .

Свойства ферромагнетика существенно зависят от того, насколько близка частота воздействующего поля к резонансной частоте ω_0 . Необходимо отметить, что прецессия электронного спина происходит всегда по часовой стрелке относительно направления поля H_0 . Это приводит к тому, что право- и левополяризованные волны будут по-разному взаимодействовать с ферромагнитной средой, представляющей собой совокупность одинаково вращающихся магнитных моментов. Под правополяризованной (+) подразумевается волна, вектор поля E которой вращается по часовой стрелке, если смотреть на волну, уходящую вдоль положительного направления постоянного магнитного поля H_0 . Соответственно для левополяризованной волны (–) вращение вектора поля происходит против часовой стрелки.

Таким образом, в подмагниченном феррите электромагнитные волны круговой поляризации распространяются так, как будто бы среда обладает разными значениями μ для волн различного вращения плоскостей поляризации. Для линейно-поляризованной волны магнитная проницаемость не может быть определена скалярной величиной. Она является тензором. На рис. 6.3 показано изменение магнитной проницаемости феррита для правополяризованной волны μ_+ в зависимости от величины постоянного магнитного поля H_0 при неизменной частоте ω . Явление ферромагнитного резонанса сопровождается резким возрастанием потерь в феррите. При этом магнитная проницаемость – комплексная величина: $\tilde{\mu}_+ = \mu'_+ - i \mu''_+$. Действительная часть μ'_+ изображена сплошной линией; мнимая – пунктиром. Вблизи H_0 рез, соответствующего $\omega_0 = \omega$, происходит резкое возрастание μ'_+ и мнимая составляющая μ''_+ достигает своего максимума, что свидетельствует о максимуме потерь при ферромагнитном резонансе.



Явление резкого возрастания поглощения энергии электромагнитных правополяризованных волн, распространяющихся в подмагниченном феррите, называется ферромагнитным резонансом. Кривая изменения магнитной проницаемости феррита для левополяризованной волны μ'_- (рис. 6.3) слабо зависит от H_0 и идет весьма плавно. Потери в феррите значительно меньше и не имеют выраженного резонансного характера.

Как видим, только для волны правого вращения плоскости поляризации имеет место ферромагнитный резонанс. Из соотношения (6.1) следует, что характер кривых на рис. 6.3 сохраняется, если считать, что меняется не поле, а частота колебаний ω .

Эффект Фарадея. Разные значения величин μ'_- и μ'_+ для одного и того же значения H_0 свидетельствуют о том, что фазовые скорости распространения волн круговой поляризации разного направления вращения будут различными, так как в одном случае $V_{\Phi^+} = c/\sqrt{\epsilon \cdot \mu_+}$, а в другом $V_{\Phi^-} = c/\sqrt{\epsilon \cdot \mu_-}$, где c — скорость света.

Линейно-поляризованную электромагнитную волну можно представить в виде суммы двух волн с противоположным вращением плоскости поляризации (рис.6.4, a). Вследствие того, что $V_{\Phi^-} < V_{\Phi^+}$ при распространении линейно-поляризованной волны в направлении вдоль силовых линий постоянного магнитного поля происходит поворот плоскости поляризации поля — эффект Фарадея. Для определения величины этого поворота рассмотрим положение векторов поля (рис.6.4, δ) в точке, удаленной от исходной в сторону движения волны на расстояние l. Вследствие большей скорости V_{Φ^+} вектор E_+ отстает от соответствующего вектора E_- на угол ϕ_1 , меньший угла поворота ϕ_2 вектора E_+ . Поэтому суммарный вектор \overline{E} и соответственно плоскость поляризации волны поворачиваются в пространстве по часовой стрелке на угол

$$\Delta = \phi_2 - 0.5(\phi_1 + \phi_2) = 0.5(\phi_2 - \phi_1) = 0.5 \left| \beta l \cdot \sqrt{\epsilon} (\sqrt{\mu'_-} - \sqrt{\mu'_+}) \right|.$$

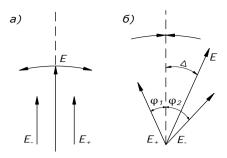


Рис. 6.4

Качественная сторона рассмотренных явлений сохраняется и в том случае, когда распространение волны происходит в среде, частично заполненной ферритом, как, например, в круглом волноводе, вдоль оси которого расположен цилиндрический продольно-намагниченный ферритовый стержень (см. рис. 6.9).

Поперечно-намагниченные ферриты. Рассмотренные выше явления продольнонамагниченных ферритах используются в технике СВЧ. Кроме того, существуют устройства СВЧ, включающие поперечно-намагниченные ферриты. На рис. 6.5, δ показан прямоугольный волновод с ферритовой пластиной, установленной параллельно узкой стенке. Постоянное магнитное поле H_0 приложено поперечно направлению распространения волны в волноводе. Если в волноводе с ферритовой пластиной распространяется волна H_{10} , то силовые линии магнитного поля образуют замкнутые контуры, лежащие в плоскостях, параллельных широким стенкам волновода. Продольные и поперечные составляющие магнитного поля, как известно из теории волноводов, сдвинуты между собой по фазе на 90°. Это значит, что в любой точке (за исключением точек на оси волновода и на его боковых стенках) магнитное поле представляет собой поле вращающейся поляризации. На некотором расстоянии от боковых стенок, где амплитуды составляющих магнитного поля равны, получается магнитное поле с круговой поляризацией (рис. 6.5, а). Направление вращения поляризации зависит от направления движения волны и того, с какой стороны от средней линии волновода находится рассматриваемая точка.

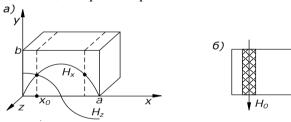


Рис. 6.5

Под действием намагничивающего поля H_0 оси вращения электронов феррита ориентируются вдоль вектора H_0 (рис. 6.1), т. е. перпендикулярно плоскости, в которой лежат силовые линии переменного магнитного поля. При этом (как и в продольно-намагниченных ферритах) значение магнитной проницаемости феррита будет зависеть от направления вращения переменного магнитного поля, следовательно, от направления движения волны в волноводе. Поэтому фазовый сдвиг

$$\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_{_{\rm B}}} l \sqrt{\epsilon \mu'_{_{+}}}$$
 волны, распространяющейся слева направо вдоль ферритовой пластины длиной l ,

будет меньше, чем соответствующий фазовый сдвиг $\phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_{_{\rm B}}} l \sqrt{\epsilon \mu'_{_{-}}}$ волны, распространяющейся в

противоположном направлении, где ϵ и $\mu'_{\pm}-$ усредненные значения относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей феррита, учитывающие частичное заполнение им поперечного сечения волновода.

Разностный (дифференциальный) сдвиг фаз

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_B} l \sqrt{\varepsilon} \left(\sqrt{\mu'_-} - \sqrt{\mu'_+} \right).$$

Устройства СВЧ, которые создают разные сдвиги фаз для волн, распространяющихся в разных направлениях, называют устройствами с невзаимным фазовым сдвигом, или дифференциальными.

Эффект смещения поля. При сравнительно толстых ферритовых пластинах, намагниченных сильным поперечным полем H_0 , наблюдается эффект смещения поля. Суть явления заключается в том, что для падающей волны I (рис. 6.6) феррит имеет отрицательную магнитную проницаемость. При этом коэффициент распространения волны в феррите — мнимая величина. Волна внутри ферритового образца распространяться не может и вытесняется из него. Магнитная проницаемость феррита при обратном направлении распространения волны близка к единице, и феррит ведет себя как диэлектрик с ε =5...20 увеличивая концентрацию поля отраженной волны 2.

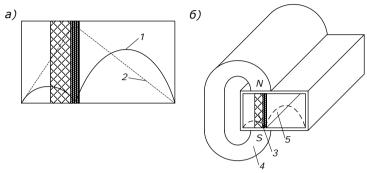


Рис. 6.6

При дальнейшем увеличении напряженности подмагничивающего поля H_0 до значений, близких к резонансным, затухание волн правого направления вращения существенно возрастает. Это приводит к большому различию в затухании волн, распространяющихся в противоположных направлениях в волноводе с поперечно-намагниченной пластиной. Указанное свойство используется в соответствующих ферритовых вентилях.

6.3. Ферритовые вентили

Ферритовые вентили – это устройства, обеспечивающие прохождение электромагнитных волн преимущественно в одном направлении. При их включении между генератором и нагрузкой энергия, отраженная от нагрузки, не проходит через вентиль, а поглощается в нем, что обеспечивает независимость режима генератора от величины и характера нагрузки, т. е. развязывает их.

В настоящее время разработано большое число различных ферритовых вентилей, перекрывающих диапазон волн от 1 мм до 1 м. В зависимости от характера явлений в подмагниченных ферритах на СВЧ вентили делятся на несколько типов. Рассмотрим те, которые получили наибольшее распространение.

Вентиль со смещением поля на прямоугольном волноводе (рис. 6.6, δ) состоит из ферритовой пластины 3, постоянного магнита 4 и поглощающей пленки 5. Принцип действия вентиля основан на различном распределении поля падающей и отраженной волн (рис. 6.6, a).

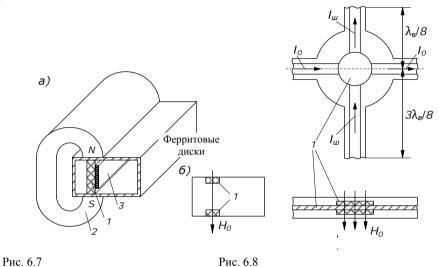
Основное достоинство вентилей со смещением поля состоит в том, что их параметры очень стабильны, а сами вентили чрезвычайно просты в изготовлении и настройке. Максимально допустимый уровень мощности, применительно к сантиметровому диапазону, равен 10...15 Вт средней и 7...10 кВт импульсной мощности.

Потери при прямом прохождении волны составляют 0,3...0,7 дБ, а при обратном 30...40 дБ.

Резонансные вентили. В ферритовых резонансных вентилях используется рассмотренный ранее эффект различия затухания волн, распространяющихся в противоположных направлениях по прямоугольному волноводу, параллельно узкой стенке которого установлена поперечнонамагниченная ферритовая пластина. Для обеспечения ферромагнитного резонанса постоянное магнитное поле, создаваемое постоянным магнитом 2 (рис. 6.7, а), должно быть достаточно большим. Параметры резонансного вентиля улучшаются при расположении параллельно ферритовой пластине 1 диэлектрической пластины 3, увеличивающей напряженность поля у феррита. Особенность резонансных вентилей – поглощение обратной волны происходит в самом феррите. Поэтому область их применения ограничивается случаями, когда мощность обратной волны не очень велика.

Для уменьшения массы резонансного вентиля, определяемого главным образом массой постоянного магнита, используют волноводы с заниженной высотой. Это, естественно, приводит к понижению электрической прочности вентиля и увеличению его размеров, так как приходится добавлять переходы для согласования его с волноводами нормального сечения.

В вентилях повышенной мощности устанавливают две ферритовые пластины, расположенные в плоскости H (рис. 6.7, δ). При этом улучшается теплоотвод, но требуется более сильный постоянный магнит.



В полосковой конструкции резонансного вентиля (рис. 6.8) вращающееся поле в области ферритовых дисков создается с помощью двух поперечных реактивных шлейфов длиной $\lambda_{\text{в}}/8$ и $3\lambda_{\text{в}}/8$. В проводниках этих шлейфов возникает стоячая полуволна тока, равная по величине току в основном тракте и сдвинутая по фазе по отношению к нему на 90° . В результате действия токов, проходящих через плечи крестообразного разветвления, образуется вращающееся магнитное поле с левым вращением относительно направления поля подмагничивания для падающей волны и с правым вращением для отраженной волны, которая поглощается в ферритовых дисках при гиромагнитном резонансе. Суммарный ток, ответвляющийся в шлейфы, равен нулю, и шлейфы не нарушают согласования вентиля. Вентили с поперечными шлейфами узкополосные.

6.4. Циркуляторы

Циркулятор, использующий эффект Фарадея в круглом волноводе, показан на рис. 6.9, *а.*

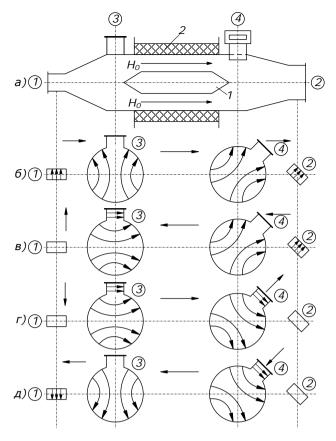


Рис. 6.9

В круглом волноводе помещается ферритовый стержень I, намагниченный продольным полем H_0 соленоида 2. Размеры круглого волновода выбирают так, чтобы в нем распространялась волна типа H_{11} , а в четырех прямоугольных волноводах, соединенных с круглым,— только волна типа H_{10} . Плечи \bigcirc и \bigcirc — это прямоугольные волноводы, которые соединяются с круглым волноводом в торец, причем плоскости широких стенок волноводов \bigcirc и \bigcirc повернуты вокруг оси круглого волновода на 45° относительно друг друга. Волноводы \bigcirc и \bigcirc также развернуты на угол 45° (рис. 6.9, 6, 6). Параметры ферритового стержня и величину подмагничивающего поля выбирают так, что на длине стержня плоскость поляризации волны типа H_{11} поворачивается на 45° . При указанном на рис. 6.9 направлении подмагничивающего поля H_0 электромагнитная энергия из плеча \bigcirc проходит только в плечо \bigcirc (рис. 6.9, 6). При подключении генератора к плечу \bigcirc его энергия поступает только в плечо \bigcirc (рис. 6.9, 6). При подключении генератора поочередно к плечу \bigcirc его энергия согласно (рис. 6.9, 6) поступает плечо \bigcirc из него в плечо \bigcirc (рис. 6.9, 6). Следовательно, циркулятор реализует матрицу

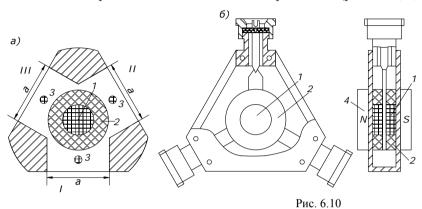
$$|S| = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Если направление тока в соленоиде циркулятора изменить на обратное, при его постоянной величине, то волна в нем поворачивается на 45° по часовой стрелке. При этом реализуется последовательность 1-4-3-2-1. Быстродействие такого переключателя огранивается коэффициентом самочиндукции обмотки и токами Фуко, возникающими в стенках волновода при перемагничивании.

Узлы, основанные на эффекте Фарадея, используют в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн.

У-циркулятор (рис. 6.10) представляет собой соединение под углом 120° трех линий передачи (волноводных, коаксиальных, полосковых или микрополосковых). В центре сочленения линий размещается намагниченный вдоль оси ферритовый стержень или диск *1*. Если бы в тройнике не было феррита, то волна, поступающая в плечо I, делилась бы поровну между плечами II и III. При наличии подмагниченного феррита волны, проходящие в плечи I и II, будут суперпозицией двух полей: первичного и вторичного, переизлученного ферритовым стержнем. Первичные поля в пле-

чах II и III в силу симметрии будут синфазны и равны по амплитуде. Амплитуды и фазы переизлученных полей в плечах II и III зависят от размеров и параметров ферритового стержня. Регулируя параметры феррита подмагничивающим полем, можно добиться, чтобы при равенстве амплитуд первичное и переизлученное поля в плече II были синфазны, а в плече III – противофазны. При этих условиях электромагнитная энергия из плеча I полностью переходит в плечо II. Так как система симметрична, то колебания из плеча II будут передаваться только в плечо III, а из плеча III в плечо I, т.е. будет реализована последовательность передачи I–II–III–I. При изменении направления поля, подмагничивающего феррит, последовательность передачи изменяется на обратную: I–III–II–I. Частота таких переключений (изменений направления подмагничивания) ограничивается большим коэффициентом самоиндукции обмотки намагничивания и токами Фуко, возникающими в стенках волновода, и не превышает единиц килогерц. Согласование плеч циркулятора обеспечивается диэлектрическим кольцом 2 или стержнями 3 (рис. 6.10, а).



Современные волноводные Y-циркуляторы в частотной полосе 20...75% имеют следующие параметры: развязку между плечами 20...30 дБ, потери в направлении передачи 0,3...0,5 дБ, коэффициент стоячей волны равен 1,1-1,2. Мощность передачи достигает 100 кВт в импульсе и 1 кВт в среднем. Масса циркуляторов вместе с магнитной системой не превышает 0,3...0,5 кг, а их габариты -10...20 см³.

У-циркуляторы на полосковых и микрополосковых линиях предназначены для работы в дециметровом и сантиметровом диапазонах; их параметры близки к волноводным. Ферритовые диски, диаметр которых равен или больше ширины ленточного проводника, помещаются по обе стороны от него (рис. 6.10, б). Снаружи на них надевают диэлектрические кольца 2, необходимые для широкополосного согласования. Принцип работы таких циркуляторов сходен с вышеописанным. Однако электромагнитное поле центральной области целиком находится в феррите. Волна ТЕМ, падающая в плечо І циркулятора, создает в ферритовых дисках два типа колебаний с круговой поляризацией и противоположными направлениями вращения магнитного поля. Колебания распространяются в диске с разными скоростями и в одном плече складываются синфазно, а в другом вычитаются. Изменение подмагничивания на противоположное изменяет направление передачи мощности аналогично волноводному циркулятору.

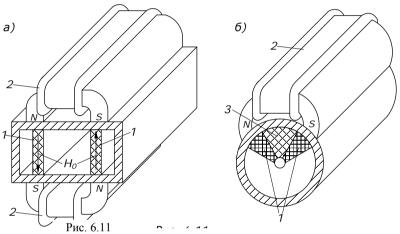
6.5. Ферритовые фазовращатели

Ферритовый фазовращатель состоит из отрезка линии передачи (волноводной, коаксиальной, полосковой или микрополосковой), содержащего намагниченный феррит. Управление фазой высокочастотных колебаний осуществляется путем изменения подмагничивающего поля и, вследствие этого, изменения магнитной проницаемости феррита, что ведет к изменению электрической длины фазовращателя. При выборе напряженности поля подмагничивания в стороне от значения, соответствующего гиромагнитному резонансу (например, в точке а на рис. 6.3), поглощение в феррите будет незначительным. По принципу действия ферритовые фазовращатели делятся на взаимные и невзаимные. Ферритовый фазовращатель называется взаимным, если его параметры постоянны при изменении направления распространения электромагнитной энергии, и невзаимным, если его параметры изменяются.

Невзаимные фазовращатели, или секции дифференциального фазового сдвига для волн противоположного направления распространения, используют обычно эффект необратимого фазового сдвига в поперечно- или продольно-намагниченных ферритах. Если в прямоугольном волноводе

(рис. 6.11, a) помещены ферритовые пластины I, подмагниченные внешним магнитным полем H_0 электромагнита 2, поперечным к направлению распространения электромагнитной энергии, то волны в волноводе имеют различные коэффициенты распространения при движении в противоположных направлениях. Часто невзаимные фазовращатели применяют для получения фиксированного дифференциального фазового сдвига, например $\pi/2$ или π . В этом случае для создания внешнего магнитного поля вместо соленоида служит компактный постоянный магнит. Такие невзаимные фазовращатели чаще всего применяются в фазовых циркуляторах и способны выдерживать высокий уровень мощности порядка $5\cdot10^7$ Вт в импульсном режиме.

На метровых и дециметровых волнах применяют ферритовые фазовращатели на коаксиальных или полосковых линиях. В коаксиальных фазовращателях обязательным условием является частичное заполнение линии диэлектриком 3 (рис. 6.11, δ), так как при этом искажается структура однородного поперечного поля линии и появляется продольная составляющая магнитного поля, что определяет возможность построения фазовращателя с поперечным магнитным полем. Разрез коаксиального фазовращателя с ферритом 1, электромагнитом 2 и диэлектриком 3 показан на рис. 6.11, δ .



Рассмотренные выше фазовращатели требуют достаточно больших внешних полей, создаваемых громоздкими электромагнитами, уменьшающими быстродействие.

Для уменьшения массы и повышения быстродействия были созданы ферритовые фазовращатели, использующие ферритовые образцы в виде тороидов с прямоугольной петлей гистерезиса, известные также под названием «коммутационные ферритовые фазовращатели с внутренней магнитной памятью» (рис 6.12, a). В основе их конструкции лежит набор двухпозиционных ферритовых тороидальных секций I, обеспечивающих бинарный набор фазовых состояний и управляемых путем переключения в крайние состояния максимальной намагниченности $\pm \mu_s$. Три секции, обладающие переключаемыми фазовыми сдвигами 180° , 90° и 45° , позволяют перекрыть интервал изменения фазы $0...360^\circ$ с дискретом 45° . Ферритовые вставки I (рис. 6.12, δ) имеют форму прямоугольных тороидов, перемагничиваемых пропусканием импульсов тока в противоположных направлениях через проводники 3, проходящие внутри тороидов.

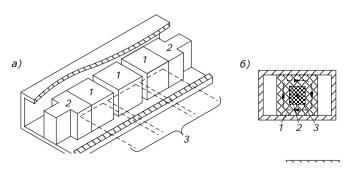
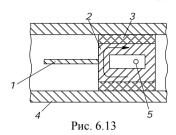


Рис. 6.12

Фазовый сдвиг в тороидальных секциях задается только частями тороида, параллельными узким стенкам волновода (рис. 6.12, δ). Заполнение отверстия в тороидальных сердечниках диэлектриком 2 (рис. 6.12, δ) с ϵ 210 улучшает характеристики фазовращателя. На концах тороидального фазов-

ращателя устанавливают согласующие диэлектрические вставки 2 (рис. 6.12, а). Скорость переключения тороидальных фазовращателей 0,5...2 мкс. В полосе частот 5% эти фазовращатели с полным перекрытием фазы 0...360° имеют уровень вносимого ослабления 0.8...1,2 дБ и характеризуются входным КСВ, равным 1,2 во всех фазовых состояниях. Допустимый уровень средней мощности СВЧ-колебаний может достигать 0,2...0,4 кВт, а энергия, требуемая для перевода фазовращателя из одного состояния в другое, находится в пределах $3.10^{-4}...3\cdot10^{-3}$ Дж.



По сравнению с волноводными вариантами, фазовращатели на полосковых линиях передачи отличаются меньшими размерами и пригодны для использования в маломощных системах. Так же как и волноводные, коммутационные фазовращатели в полосковом исполнении чаще всего четырехсекционные, обеспечивающие сдвиг фазы на 360°. Вид фазовращателя в поперечном сечении показан на рис. 6.13.

Для искусственного искажения *TEM* волны и возбуждения типов волн, образующих область высокочастотного магнитного поля с кру-

говой поляризацией, здесь используется несимметричная нагрузка полосковой линии I ферритовым тороидом 2, разделенным с помощью пенодиэлектрика 3 от проводящих оснований 4 линии. В ферритовом тороиде возникает продольная составляющая магнитного поля распространяющейся волны. Подмагничивание феррита осуществляется обмоткой 5.

В компактном полосковом фазовращателе (рис. 6.14) в качестве замедляющей структуры используется меандровая линия 1, находящаяся внутри ферритового тороидального сердечника 2.

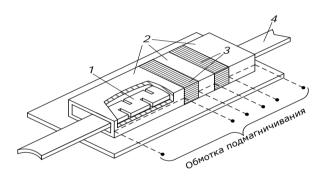
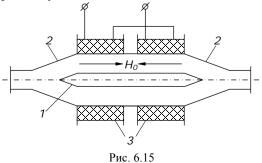


Рис. 6.14

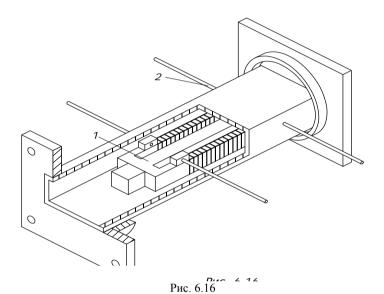
При соответствующем выборе размеров меандровой линии в определенных областях ферромагнитного материала создаются высокочастотные магнитные поля с круговой поляризацией. Тороидальные сердечники находятся между двумя заземленными плоскостями полосковой линии передачи 4 и разделены диэлектриком 3. Фазовращатель имеет ширину полосы частот 8% и обеспечивает фазовый сдвиг 360° с дискретом 45° при уровне вносимых потерь менее 1,5 дБ.

Взаимные фазовращатели. Для создания фазовращателя, в котором вносимый сдвиг не зависит от направления движения волны, можно использовать свойства круглого волновода с продольнонамагниченным ферритом. При распространении в такой системе линейно-поляризованной волны H_{11} будут происходить вращение плоскости поляризации и изменение фазы этой волны. Фаза изменяется под действием продольного подмагничивающего поля H_0 , которое, согласно рис. 6.3, приводит к изменению μ'_+ подмагничиваемого феррита как для прямой, так и обратной волны. Если в круглом волноводе (рис. 6.15) расположены два одинаковых ферритовых стержня (друг за другом), намагниченных в противоположных направлениях, то результирующий угол поворота плоскости поляризации будет равен нулю.



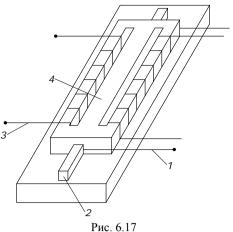
Действительно, если после прохождения первого образца I плоскость поляризации волны повернется на некоторый угол по часовой стрелке, то после второго образца I она повернется на тот же угол, но в обратном направлении, т. е. полный поворот плоскости поляризации равен нулю, независимо от величины намагниченности. Полный же сдвиг фазы равен удвоенному значению фазового сдвига, создаваемого одним образцом. Меняя величину подмагничивающего поля катушками S, можно плавно регулировать фазовый сдвиг, сохраняя неизменной плоскость поляризации и независимость фазового сдвига от направления движения волны. Плавные переходы S0 обеспечивают преобразование волны S10 прямоугольного волновода в S11 круглого. Типовой фазовращатель, работающий в сантиметровом диапазоне, имеет ширину полосы S10 и обеспечивает фазовый сдвиг до S10 при вносимых потерях S1,6 дБ. Он рассчитан на импульсную мощность S10 кВт и среднюю мощность S150 Вт. Время переключения S1 мс, а мощность сигнала управления при частоте переключения S10 г.

В РЛС, где требуется большое число обратимых фазовращателей, для снижения мощности сигналов переключения применяются фазовращатели коммутационного типа с замкнутым магнитопроводом. В трехсантиметровом диапазоне такой фазовращатель (рис. 6.16) представляет собой фазовращатель с продольным магнитным полем и с внутриволноводной коммутационной системой.



Коммутационная система включает двойной тороидальный сердечник *1*, состоящий из центральной секции и двух внешних секций. Центральная секция намагничивается двумя внешними секциями двойного тороидального сердечника. Общая площадь поперечного сечения центральной секции равна суммарной площади поперечного сечения внешних секций. Вокруг центральной секции проложены полоски из диэлектрического материала, обеспечивающие увеличение широкополосности фазовращателя и концентрацию высокочастотной энергии в центральной секции. Обмотки 2, намотанные на каждую внешнюю секцию, включены последовательно, что обусловливает сложение магнитных потоков в центральной секции. Ширина полосы составляет 1,5%, плавный фазовый сдвиг задается в пределах до 360°, вносимые потери 1,2 дБ и время переключения менее 10 мкс, т. е. быстродействие на два порядка выше, чем в предыдущем образце.

Во взаимном фазовращателе, выполненном на полосковой линии передачи (рис. 6.17), используют два ортогональных состояния намагничивания: продольное и поперечное относительно центрального проводника.



Оба состояния обратимы, для их получения применяют замкнутые магнитопроводы, что обеспечивает необходимые условия для коммутации намагниченности. При работе фазовращателя нулевой фазовый сдвиг создается при намагничивании ферромагнитного материала в поперечном направлении, для этого в управляющую обмотку I, расположенную параллельно оси центрального полоскового проводника 2, подается импульс. Другой фазовый сдвиг достигается перемагничиванием материала в продольном направлении при подаче импульса в обмотки 3, намотанные на внешние секции двойного тороидального сердечника 4. При фазовом сдвиге до 360° подоса такого фазовращателя составляет 10% при вносимых потерях 1,5 дБ, энергии переключения 600 мкДж и времени переключения менее 10 мкс.

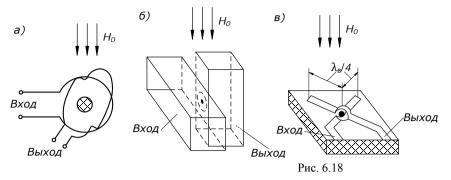
6.6. Перестраиваемые фильтры с намагниченными ферритовыми резонаторами

Принцип действия перестраиваемых фильтров основан на явлении ферромагнитного резонанса в монокристаллах феррита.

Главным элементом фильтра является ферритовый резонатор – подмагниченный образец СВЧферрита, обладающий малой шириной линии гиромагнитного резонанса. Резонатор связан с электромагнитным полем какой-либо линии передачи. Ферритовые резонаторы выполняют обычно в виде хорошо отполированных сфер из монокристаллов железоиттриевого граната. Такие резонаторы обладают собственной добротностью порядка (2...3)·10³. В ферритовых резонаторах используют резонанс правовинтового прецессионного вращения спиновых магнитных моментов электронов. Резонансная частота ферритового резонатора находится из соотношения (6.1). Резонансная частота не зависит от размеров ферритового образца, и резонатор может быть сделан очень маленьким. Внешняя добротность ферритового резонатора определяется его размерами, структурой электромагнитного поля линии передачи, с которой он связан, и местом расположения внутри линии. На частотах, отличных от резонансной, ферритовый резонатор ведет себя как изотропный, магнитодиэлектрический образец и вследствие малых размеров оказывает незначительное влияние на связанную с ним линию передачи. Лишь в узкой полосе частот, вблизи частоты гиромагнитного резонанса, связь ферритового резонатора с линией передачи резко увеличивается и появляются компоненты электромагнитного поля, отсутствующие в первоначальной структуре волны в линии передачи. Именно это явление и используют для создания перестраиваемых фильтров СВЧ.

На рис. 6.18 показаны три однорезонаторных ферритовых фильтра, выполненных на индуктивных петлях (a), на прямоугольных волноводах (δ) и на несимметричных полосковых линиях передачи (в). Фильтр на индуктивных петлях представляет собой ферритовую сферу, помещенную в центре двух перекрещивающихся рамок, расположенных во взаимно-перпендикулярных плоскостях. Магнитные поля этих рамок взаимно ортогональны, и передача между рамками отсутствует. При гиромагнитном резонансе намагниченной ферритовой сферы под действием на нее магнитного поля первой рамки $\overline{H} = 1\overline{x} \cdot \overline{H}x$ возникает прецессия и появляется составляющая поля магнитной индукции $1\overline{y} \cdot \overline{Hy}$, возбуждающая вторую рамку, и сигнал проходит на выход фильтра.

В устройстве на рис. 6.18, б два соосных прямоугольных волновода развернуты один относительно другого на 90° и имеют отверстие в общей торцевой стенке. В центре отверстия располагается подмагниченная ферритовая сфера. На частотах, отличающихся от частоты гиромагнитного резонанса, волноводы развязаны из-за ортогональности поляризации полей. При гиромагнитном резонансе между волноводами возникает связь вследствие появления недиагональных компонентов тензора магнитной проницаемости феррита и СВЧ-сигнал проходит из одного волновода в другой.



В фильтре на рис. 6.18, ϵ две перекрещивающиеся полосковые линии при отсутствии гиромагнитного резонанса практически развязаны между собой, поскольку связи через магнитное поле нет, а электрическое поле в месте пересечения линий минимально, так как точка пересечения расположена на расстоянии $\lambda_{\rm B}/4$ от разомкнутых концов полосковой линии. В точке пересечения между проводниками полосковых линий помещена ферритовая сфера, намагничиваемая управляющим полем, перпендикулярным плоскости основания полосковой платы. При гиромагнитном резонансе появляется составляющая поля магнитной индукции, продольная по отношению к возбуждающей линии передачи, и это приводит к возникновению сильной связи между полосковыми линиями.

Характеристики передачи рассмотренных фильтров носят ярко выраженный резонансный характер, причем резонансные частоты могут быть значительно изменены при регулировании поля подмагничивания. Для улучшения формы частотной характеристики в фильтрах используется несколько связанных между собой ферритовых резонаторов.

7. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА РАДИОВОЛН

Антенна – непременная составная часть любой радиотехнической системы. Передающая антенна преобразует направляемые электромагнитные волны, движущиеся от генератора по фидерной линии к входу антенны, в расходящиеся электромагнитные волны свободного пространства. Приемная антенна, напротив, преобразует падающие на нее свободные волны в направляемые волны фидера, подводящие принятую мощность к входу приемника. Из назначения передающих и приемных антенн следует, что они относятся к классу взаимно обратимых преобразователей энергии. Важное значение имеет принцип обратимости антенн, согласно которому в большинстве практических случаев передающая антенна может использоваться для приема электромагнитных волн и наоборот.

Для эффективного функционирования радиосистемы входящие в нее антенны должны удовлетворять определенным требованиям и, в первую очередь, следующим двум:

- антенна должна распределять электромагнитную мощность в пространстве или реагировать на приходящее электромагнитное поле по определенному закону, т.е. иметь заданную характеристику направленности;
- процесс излучения или приема электромагнитных волн не должен сопровождаться бесполезным расходом высокочастотной энергии на омические потери, т. е. нагрев, внутри антенны. Другими словами, антенна должна иметь как можно более высокий коэффициент полезного действия.

Область применения антенн в современной радиотехнике чрезвычайно широка. Предельные возможности современных радиотехнических устройств по дальности, точности пеленгации и угловому разрешению целей и многие другие определяются технически достижимыми параметрами антенных устройств и, в первую очередь, шириной формируемого луча, т. е. направленностью действия.

7.1. Электродинамические основы

7.1.1. Постановка задачи

Во многих практических задачах из области излучающих антенн требуется непосредственно связать величину сторонних электрических токов – источников электромагнитного поля – с векторами \overline{E} и \overline{H} этого поля в любых точках пространства. Эти задачи получили название внешних задач антенной теории и базируются на основных уравнениях электродинамики— уравнениях Максвелла. Их решение сводится к решению неоднородной системы уравнений Максвелла, которая для гармонических во времени электромагнитных процессов может быть записана следующим образом:

$$\begin{cases}
\operatorname{rot} \dot{H} - i\omega \varepsilon_a \dot{E} = \dot{J}_{cT}, \\
\operatorname{rot} \dot{E} + i\omega \mu_a \dot{H} = 0, \\
\operatorname{div} \dot{B} = 0, \\
\operatorname{div} \dot{D} = 0.
\end{cases}$$
(7.1)

Здесь для простоты предполагается, что плотность объемного заряда ρ =0. Плотность стороннего электрического тока в правой части первого уравнения системы (7.1) – известная векторная функция пространственных координат для конкретной антенны.

7.1.2. Векторный и скалярный потенциалы электромагнитного поля

Непосредственное решение системы (7.1), как правило, весьма сложно, поскольку здесь необходимо определить шесть неизвестных составляющих векторов E и H. Поэтому целесообразно ввести некоторые вспомогательные функции, упрощающие решение и позволяющие одновременно найти векторы напряженности электрического и магнитного полей. Подобные вспомогательные функции в электродинамике носят название потенциалов электромагнитного поля. Отметим, что третьему уравнению системы (7.1) удовлетворяет векторное поле B, определяемое по формуле

$$\dot{B} = \operatorname{rot} \dot{A}^{3}. \tag{7.2}$$

где \dot{A}^9 – некоторая векторная функция, или электрический векторный потенциал. Подобное название обусловлено тем, что эта величина, естественно, используется в тех задачах, которые связаны с возбуждением электромагнитного поля электрическими сторонними токами. Из (7.2) следует

$$\dot{H} = \frac{1}{\mu_a} \operatorname{rot} \dot{A}^9. \tag{7.3}$$

Соотношения (7.2) и (7.3) весьма неопределенны, поскольку единственное условие, налагаемое на \dot{A}^{9} – это дифференцируемость, обеспечивающая существование ротора данного векторного поля.

Попытаемся при помощи электрического векторного потенциала определить вектор напряженности электрического поля. Для этого подставим (7.3) во второе уравнение системы (7.1): $t + i \cot \dot{A}^3 = 0$, т. е.

$$rot(\dot{E} + i\omega\dot{A}^3) = 0. (7.4)$$

В силу известного тождества векторного анализа rot gradφ=0 соотношение (7.4) будет выполняться автоматически, если

$$\dot{E} + i\omega \dot{A}^{\circ} = -\operatorname{grad}\varphi^{\circ}. \tag{7.5}$$

Здесь φ^9 — некоторая скалярная функция, или скалярный электрический потенциал. Выбор знака в правой части (7.5) обусловлен тем, что в соответствии с известным соотношением электростатики для полей, не зависящих от времени, справедливо равенство $\dot{E}=-\mathrm{grad}\varphi^9$. При этом сохраняется традиционное направление стрелок на силовых линиях электрического поля от положительных к отрицательным электрическим зарядам.

Итак, найден способ выражения векторов электромагнитного поля через векторный и скалярный электрические потенциалы: формула (7.3) и

$$\dot{E} = -\operatorname{grad} \varphi^{9} - i\omega \dot{A}^{9}. \tag{7.6}$$

7.1.3. Калибровка потенциалов. Неоднородное уравнение Гельмгольца

Подставим соотношения (7.6) в первое уравнение системы (7.1):

$$\frac{1}{\mu_a} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \dot{A}^{\mathfrak{I}} + i \omega \varepsilon_a \operatorname{grad} \varphi^{\mathfrak{I}} + i \omega \varepsilon_a i \omega \dot{A}^{\mathfrak{I}} = \dot{J}_{cr}.$$

Раскрывая операцию rot rot, получаем

$$\operatorname{grad}\left(\operatorname{div}\dot{A}^{9}+i\omega\varepsilon_{a}\mu_{a}\varphi^{9}\right)-\nabla^{2}\dot{A}^{9}-\gamma^{2}\dot{A}^{9}=\mu_{a}\dot{J}_{cr},\tag{7.7}$$

где ∇^2 – оператор Лапласа.

До сих пор не накладывалось никаких ограничений на функции \dot{A}^{9} и ϕ^{9} . Потребуем теперь, чтобы оба потенциала удовлетворяли следующему соотношению:

$$\operatorname{div} \dot{A}^{9} + i\omega \varepsilon_{a} \mu_{a} \varphi^{9} = 0. \tag{7.8}$$

Формула (7.8) носит название соотношения *калибровки потенциалов*. Из-за произвольного выбора функций \dot{A}^3 и ϕ^3 (7.8) может быть удовлетворено в любом случае. Заметим, что наложение условий (7.8) значительно упрощает уравнение (7.7), которое принимает вид

$$\nabla^2 \dot{A}^9 + \gamma^2 \dot{A}^9 = -\mu_a J_{cr}. \tag{7.9}$$

В результате получили неоднородное уравнение Гельмгольца относительно векторного электрического потенциала; в его правой части стоит известная функция распределения плотности стороннего электрического тока. Кроме того, операция калибровки потенциалов (7.8) позволяет выразить оба вектора электромагнитного поля через единственную функцию – электрический векторный потенциал:

$$\dot{E} = \frac{1}{i\omega\varepsilon_a\mu_a} (\operatorname{grad}\operatorname{div}\dot{A}^9 + \gamma^2\dot{A}^9),
\dot{H} = \frac{1}{\mu_a}\operatorname{rot}\dot{A}^9.$$
(7.10)

7.1.4. Решение неоднородного уравнения Гельмгольца

Решим неоднородное уравнение Гельмгольца на основе простых физических допущений. Предположим, что сторонние электрические токи локализованы в некотором объеме V (рис.7.1); интенсивность возбуждаемого поля должна быть определена в точке P, не принадлежащей V.

Рассмотрим элементарный объем ΔV , окружающий точку Q, лежащую внутри V. Очевидно, что интенсивность поля в точке наблюдения P, возникающего под действием токов, протекающих внутри ΔV , пропорциональна произведению $\dot{J}_{\rm cT}(Q) \cdot \Delta V$. Здесь $\dot{J}_{\rm cT}(Q)$ — некоторое среднее значение плотности стороннего тока, которое можно считать постоянным внутри ΔV из-за малости последнего. Дальнейший путь решения уравнения (7.9) заключается в следующем. Ввиду линейности уравнений Максвелла рассматриваемая система удовлетворяет принципу суперпозиции. В

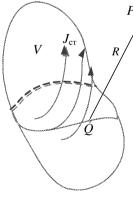


Рис. 7.1

соответствии с этим принципом полное решение неоднородного уравнения Гельмгольца может быть получено как сумма всех воздействий, вызываемых в точке P отдельными элементарными объемами. С физической точки зрения ясно, что по своей природе данные воздействия представляют собой сферические волны, распространяющиеся из отдельных точек объема V и уносящие электромагнитную энергию в бесконечность. Известно, что комплексная амплитуда сферической волны пропорциональна $e^{-i\gamma R}/R$. Здесь в соответствии с обозначениями, принятыми на рис. 7.1, R — текущее значение модуля радиуса-вектора, соединяющего точки P и Q, γ — постоянная распространения.

Таким образом, с точностью до множителя пропорциональности величина элементарного воздействия, вызываемого в точке P объема ΔV , рав-

на
$$\Delta \dot{A}^{\circ}(P) \sim \dot{J}_{\rm cr} \frac{e^{-l\gamma R}}{R} \Delta V$$
. Откуда полная величина электрического век-

торного потенциала в точке наблюдения может быть найдена суммированием элементарных воздействий:

$$\dot{A}^{\scriptscriptstyle 3}(P) \sim \sum_i \dot{J}_{\scriptscriptstyle \mathrm{CT}}(Q_i) \frac{e^{-i\gamma R}}{R} \Delta V_i \ .$$

Чтобы определить неизвестный коэффициент пропорциональности, необходимо совершить операцию предельного перехода, устремив к бесконечности число отдельных элементарных объемов. Как показано в курсе математической физики, строгий предельный переход дает следующую формулу:

$$\dot{A}^{\mathfrak{s}}(P) = \frac{\mu_{a}}{4\pi} \int_{V} \dot{J}_{\mathfrak{cr}}(Q_{i}) \frac{e^{-i\gamma R}}{R} dV. \tag{7.11}$$

Таким образом, получено интегральное представление общего решения неоднородного уравнения Гельмгольца.

7.2. Элементарные излучатели

7.2.1. Элементарный электрический излучатель

Элементарным электрическим излучателем (вибратором, диполем Герца) называется отрезок проводника, по которому протекает переменный электрический ток, причем длина проводника ℓ (рис.7.2) значительно меньше длины волны λ в вакууме.

С физической точки зрения по элементарному электрическому излучателю ток проводимости от генератора проходит по одному из плеч излучателя, замыкается в виде токов смещения с другим плечом и по нему возвращает-

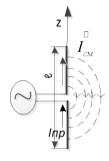


Рис. 7.2

ся в генератор. Малость длины излучателя по сравнению с длиной волны позволяет рассматривать его как точечный источник электромагнитных волн. Пользуясь результатами подразд.1.1, вычислим поле векторного электрического потенциала, возбуждаемого элементарным электрическим излучателем в неограниченном свободном пространстве ($\varepsilon_a = \varepsilon_0, \mu_a = \mu_0$).

В соответствии с физической постановкой данной задачи воспользуемся сферической системой координат (R, θ, ϕ) , в центре которой расположим излучатель. Ввиду малости геометрических размеров излучателя радиус-вектор R, входящий в формулу (7.11), может считаться постоянным и равным физической координате R. Тогда формула (7.11) примет вид

$$\dot{A}^{3}(P) = \frac{\mu_{a}}{4\pi} \frac{e^{-i\gamma R}}{R} \int_{V} \dot{J}_{cr} dV.$$
 (7.12)

Интегрирование вектора плотности стороннего тока по объему, занятому излучателем, представляет логические трудности, поскольку объем элементарного излучателя должен быть устремлен к нулю. Проще всего для получения решения проанализировать физическую размерность интеграла, входящего в (7.12). Нетрудно проверить, что данный интеграл имеет размерность [А·м] при известных: амплитуде стороннего электрического тока в излучателе $I_{\rm cr}^{\mathfrak{d}}$ и его длине l.

Требуемая размерность будет получена, если положить

$$\int_{V} \dot{J}_{\rm CT} dV = \dot{I} l \, \overline{l}_{z} \,, \tag{7.13}$$

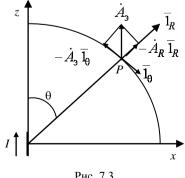


Рис. 7.3

где \dot{I} – комплексная амплитуда тока вибратора, постоянная по всей длине l благодаря малости вибратора. Подставляя (7.13) в (7.12), получаем

$$\dot{A}^{\mathfrak{s}}(P) = \frac{\mu_{a}}{4\pi} \dot{I} \, l \, \frac{e^{-l\gamma R}}{R} \bar{1} z.$$

Единичный вектор 1, в двух последних формулах указывает на то, что ось элементарного излучателя направлена параллельно оси z. Для дальнейшего анализа необходимо знать разложение вектора A^3 в каждой точке пространства по ортам сферической системы координат. Способ подобного разложения показан на рис. 7.3, из которого

следует, что
$$\dot{A}_{R}^{3} = \left| \dot{A}^{3} \right| \cos \theta = \frac{\mu_{a}}{4\pi} \dot{I} l \frac{e^{-l\gamma R}}{R} \cos \theta,$$

$$\dot{A}_{\theta}^{3} = -\left| \dot{A}^{3} \right| \sin \theta = -\frac{\mu_{a}}{4\pi} \dot{I} l \frac{e^{-l\gamma R}}{R} \sin \theta, \quad \dot{A}_{\phi}^{3} = 0. \tag{7.14}$$

Используя формулы (7.10) и (7.14), установим структуру электромагнитного поля, возбуждаемого электрическим элементарным излучателем в точке наблюдения P. С помощью уравнения $\dot{H} = \frac{1}{100} \text{rot } \dot{A}^3$, вычисляя \dot{A}^3 в сферической системе координат:

$$\operatorname{rot}_{A}^{\square^{3}} = \left[\frac{1}{R \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \ \dot{A}_{\varphi}) - \frac{\partial \dot{A}_{\theta}}{\partial \varphi} \right) \right] \overline{1_{R}} + \\
+ \left[\frac{1}{R} \frac{\partial (R \dot{A}_{\theta})}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial \dot{A}_{R}}{\partial \varphi} \right] \overline{1_{\varphi}} + \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \dot{A}_{R}}{\partial \varphi} - \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \left(R \ \dot{A}_{\varphi} \right)}{\partial R} \right) \right] \overline{1_{\theta}},$$

находим составляющие вектора \dot{H} :

$$\dot{H}_{R} = 0$$
, $\dot{H}_{\theta} = 0$, $\dot{H}_{\varphi} = \frac{\dot{I} l}{4\pi R^{2}} (1 + i\gamma R) \sin \theta e^{-i\gamma R}$. (7.15)

Составляющие вектора \dot{E} проще определить не из системы (7.10), а из первого уравнения Максвелла $\dot{E} = \frac{1}{i\omega\varepsilon}$ гот \dot{H} . Проведя соответствующие вычисления, получим:

$$\dot{E}_{R} = \frac{\dot{I} l}{i2\pi\omega\varepsilon_{a}R^{3}} (1+i\gamma R)\cos\theta e^{-i\gamma R}, \qquad \dot{E}_{\theta} = \frac{\dot{I} l}{i4\pi\omega\varepsilon_{a}R^{3}} (1+i\gamma R-\gamma^{2}R^{2})\sin\theta e^{-i\gamma R}, \quad \dot{E}_{\phi} = 0.$$

$$(7.16)$$

Составляющие электромагнитного поля (7.15), (7.16) позволяют построить картину силовых линий во всем пространстве, окружающем излучатель. Крайне важно отметить, что при удалении точки наблюдения от элементарного излучателя, т. е. при $\gamma R \to \infty$, в выражениях для составляющих как поля \dot{E} , так и поля \dot{H} существенный вклад дают лишь члены, пропорциональные 1/R, в то время как другие слагаемые, пропорциональные $1/R^2$ и $1/R^3$, могут считаться исчезающе малыми. Однако эти же самые слагаемые целиком определяют структуру электромагнитного поля в непосредственной близости от излучателя при $\gamma R \to 0$.

Следовательно, область пространства, характеризующаяся неравенством $\gamma R <<1$, называется ближней зоной, а область, в которой $\gamma R >>1$ – дальней зоной элементарного излучателя. С физической точки зрения, ближняя зона представляет собой область пространства, в которой преимущественное значение имеют так называемые квазистатические поля. Эти поля, резко убывающие при удалении от источника, продолжают существовать при стремлении к нулю частоты возбуждающего тока. В ближней зоне все три возможные составляющие $\dot{E}_R, \dot{E}_\Theta, \dot{H}_\Phi$ отличны от нуля.

Дальняя зона иначе называется зоной излучения. В ней присутствуют лишь поля в виде бегущих электромагнитных волн, уносящих энергию в бесконечность. Легко непосредственно убедиться, что в дальней зоне составляющей \dot{E}_R электрического вектора в системе (7.16) можно пренебречь по сравнению с \dot{E}_{Θ} . Ввиду практической важности дальней зоны изобразим (рис.7.4) и запишем окончательные предельные выражения для составляющих электромагнитного поля в дальней зоне:

$$\dot{E}_{\theta} = \frac{i\dot{I}l\gamma^{2}}{4\pi\omega\varepsilon_{a}}\sin\theta\frac{e^{-i\gamma R}}{R} = \frac{iZ_{c}\dot{I}l}{2\lambda R}\sin\theta e^{-i\gamma R}, \dot{H}_{\phi} = \frac{i\dot{I}l\gamma}{4\pi}\sin\theta\frac{e^{-i\gamma R}}{R}. (7.17)$$

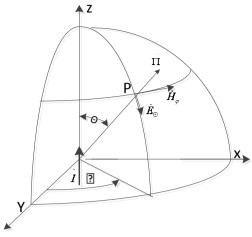


Рис. 7.4

Из соотношений (7.17) могут быть сделаны следующие выводы:

- 1) электрический и магнитный векторы в дальней зоне колеблются в фазе, что свидетельствует о переносе только активной мощности, т.е. элементарный вибратор излучает бегущие волны, удаляющиеся в бесконечность со скоростью света в данной среде;
- 2) вектор Пойнтинга в дальней зоне направлен радиально, т.е. мощность, излучаемая волной, переносится в радиальном направлении;
- 3) электромагнитное поле имеет характер сферической волны. В каждой точке выполняется соотношение

$$\dot{E}_{\theta} / \dot{H}_{\phi} = \gamma / \omega \varepsilon_a = \sqrt{\mu_a / \varepsilon_a} = Z_c \text{ Om.}$$
 (7.18)

Иными словами, на достаточном удалении от начала координат сферическая волна, возбуждаемая излучателем, может рассматриваться как локальная плоская, что в ряде случаев значительно упрощает теоретический анализ.

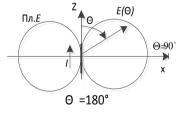
Из (7.18) следует также, что вектор \dot{E} лежит в меридиональной плоскости, проходящей через ось вибратора, а вектор \dot{H} — в азимутальной. Следовательно, вибратор излучает волны линейной поляризации. Поляризация волны определяется по расположению вектора \dot{E} .

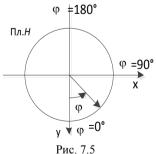
Величины напряженности электрического и магнитного полей вибратора зависят от угла на-

блюдения θ . Зависимость амплитуд векторов поля в дальней зоне от углов наблюдения называется диаграммой направленности. Вследствие осевой симметрии поле от угла наблюдения ϕ не зависит. В меридиональной плоскости (в плоскости вектора E) диаграмма направленности электрического вибратора представляет собой синусоиду, построенную в полярной системе координат (рис.7.5).

Мощность, излучаемая диполем Герца, определяется интегрированием вектора Пойнтинга по поверхности сферы S с центром в начале координат и достаточно большим радиусом, чтобы выполнялось условие $\gamma R >> 1$,

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \oint_{S} \left[\dot{E}, H \right] d\overline{S} = \frac{1}{2} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} \frac{\left| E_{\theta} \right|^{2}}{Z_{c}} R^{2} \sin \theta d\theta d\phi =$$





$$= \frac{\pi Z_{\rm c} |\dot{I}^2|}{4} \left(\frac{\ell}{\lambda}\right)^2 \int_0^{\pi} \sin^3\theta d\theta = \frac{\pi Z_{\rm c}}{3} |\dot{I}|^2 \left(\frac{\ell}{\lambda}\right)^2. \tag{7.19}$$

Для вакуума $Z_{\rm c}$ = $Z_{\rm c0}$ = 120π Ом, $P_{\Sigma} = 40\pi^2 \left| \dot{I} \right|^2 \left(\frac{\ell}{\lambda} \right)^2$, где λ — длина волны генератора. В теории

антенн принято выражать излучаемую мощность через специально вводимый коэффициент – сопротивление излучения R_{Σ} , которое характеризует эффективность излучений системы.

Величина R_{Σ} , Ом, вводится на основании определения

$$R_{\Sigma} = 0.5 \cdot |I|^2 R_{\Sigma}$$
 (7.20)

Сравнивая правые части уравнений (7.19) и (7.20), получаем: R_{Σ} = $(2\pi Z_c/3)(l/\lambda)^2$ отсюда для вакуума

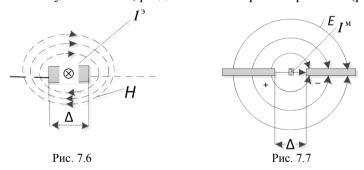
$$R_{\Sigma} = 80\pi^2 \left(l / \lambda \right)^2. \tag{7.21}$$

Поскольку в рассматриваемом случае отношение l/λ очень мало, скажем, 0,01 или менее, сопротивление диполя Герца оказывается порядка долей ома. Это говорит о том, что при необходимости излучить большую мощность в подобной антенне должны протекать весьма значительные токи.

7.2.2. Элементарный магнитный излучатель

Для упрощения анализа введем понятие магнитного тока. Для этого рассмотрим картину распределения магнитных силовых линий, получающуюся при протекании постоянного электрического тока $I^{\mathfrak{I}}$ по бесконечной проводящей полоске нулевой толщины и ширины Δ в направлении, указанном стрелкой на рис.7.6. В непосредственной близости от проводника магнитные силовые линии будут в значительной степени повторять его контур. При удалении от проводника силовые линии, постепенно деформируясь, переходят в окружности. Отметим следующий важный факт. В силу симметрии задачи силовые линии магнитного поля подходят к плоскости, в которой лежит проводник, по направлению нормали всюду, за исключением полоски шириной Δ , занятой проводником. Другими словами, в пределах выделенной плоскости $H_{\mathfrak{T}} = 0$ вне проводника и $H_{\mathfrak{T}} \neq 0$ на проводнике.

Изучим теперь картину электрических силовых линий в системе из двух заряженных металлических полуплоскостей, разделенных зазором шириной Δ (рис.7.7).



С точностью до направления стрелок в верхнем и нижнем полупространствах она оказывается тождественной той, которая получена для полоски с током, причем $\dot{E}_{\tau} = 0$ вне зазора, $E_{\tau} \neq 0$ в зазоре. Указанное сходство в картинах распределения полей позволяет чисто формально предполагать, что в щели по направлению, параллельному ее кромкам, протекает некоторый гипотетический ток $I^{\rm M}$, называемый магнитным током. Направление этого абстрактного тока в щели принято противоположным току элементарного электрического излучателя.

Тождественность картин силовых линий полей, создаваемых в окружающем пространстве электрическим и абстрактным магнитным постоянными токами, а также симметрия первого и второго уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \dot{H} = i\omega \, \varepsilon_{a} \dot{E} + J_{\operatorname{cr}}^{\circ}, \quad \operatorname{rot} \dot{E} = -i\omega \, \mu_{a} \dot{H} - J_{\operatorname{cr}}^{\circ}$$
 (7.22)

позволили обосновать принцип перестановочной двойственности. Физическая сущность этого принципа заключается в следующем. Если известно полное решение какой-либо электромагнитной задачи, то простая перестановка позволяет автоматически получить решение двойственной (дуальной) задачи, в которой конфигурация силовых линий электрического поля повторяет аналогичную конфигурацию силовых линий магнитного поля в исходном электромагнитном процессе и наоборот. Действительно, уравнения (7.22) переходят одно в другое при замене вида

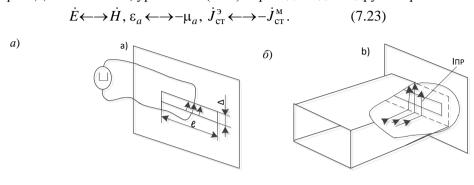


Рис. 7.8

По аналогии с элементарным электрическим излучателем под элементарным магнитным излучателем можно понимать отрезок прямолинейного проводника, по которому протекает переменный магнитный ток, причем длина проводника l много меньше λ . Примером такого излучателя является элементарный щелевой излучатель. Он представляет собой бесконечную металлическую плоскость, в которой прорезана щель длиной l и шириной Δ (рис.7.8). Для возбуждения в щели переменного магнитного тока могут быть использованы различные способы. Так, источник высокочастотного напряжения может быть подключен к обеим кромкам щели, как это показано на рис.7.8, a. При этом получается двустороннее возбуждение щели, поскольку электромагнитная энергия излучается в оба полупространства. На практике часто применяют одностороннее возбуждение щелевого излучателя, например, с помощью прямоугольного волновода с волной H_{10} (рис.7.8, δ). Здесь переменные электрические заряды на кромках щели наводятся за счет протекания поверхностных электрических токов по участку плоскости, закорачивающей волновод. Для того чтобы рассматриваемая щель могла считаться элементарным излучателем, необходимо выполнение очевидного условия l<< λ при этом обычно Δ << λ .

Рассмотрим случай двустороннего излучения щелевого вибратора. Не решая новую электродинамическую задачу, применим принцип перестановочной двойственности (7.23) к известным составляющим поля элементарного электрического излучателя. Выпишем последовательно составляющие поля обеих излучающих систем для дальней зоны. Для элементарного электрического излучателя (рис.7.4)

$$\dot{E}_{\theta} = \frac{iI^{3}l\gamma^{2}}{4\pi\omega\varepsilon_{a}}\sin\theta\frac{e^{-\gamma R}}{R}, \ \dot{H}_{\varphi} = \frac{i\dot{I}^{3}l\gamma}{4\pi}\sin\theta\frac{e^{-i\gamma R}}{R}.$$
 (7.24)

Для элементарного щелевого излучателя (рис. 7.9)

$$\dot{H}_{\theta} = \frac{i\dot{I}^{M}l\gamma^{2}}{4\pi\omega\mu_{a}}\sin\theta\frac{e^{-i\gamma R}}{R}; \quad \dot{E}_{\varphi} = -\frac{i\dot{I}^{M}l\gamma}{4\pi}\sin\theta\frac{e^{-i\gamma R}}{R}. \quad (7.25)$$

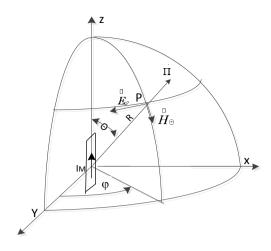


Рис. 7.9

Таким образом, элементарный щелевой излучатель, так же как и электрический, излучает сферические волны, удаляющиеся в бесконечность со скоростью света в свободном пространстве. Составляющие электрического и магнитного полей, в соответствии с принципом перестановочной двойственности, меняются местами. Диаграмма направленности щелевого излучателя совпадает с диаграммой направленности электрического диполя, т. е. излучение по-прежнему максимально в экваториальной плоскости, в направлении своей оси щелевой вибратор не излучает.

Мощность излучения щелевого излучателя может быть вычислена по методу вектора Пойнтинга аналогично тому, как это было сделано при расчете мощности излучения элементарного электрического излучателя (см. формулу (7.19)). Однако для оценки излучательной способности щелевого вибратора удобнее воспользоваться не сопротивлением излучения, а проводимостью излучения G_{Σ} в соответствии с определением

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |\dot{I}^{\text{M}}|^2 G_{\Sigma}. \tag{7.26}$$

Проделывая выкладки, аналогичные (7.19), получаем $G_{\Sigma_{\mathbb{Z}}}$, См, при двустороннем излучении:

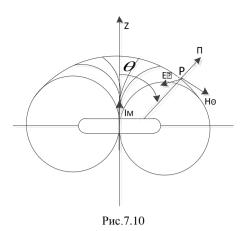
$$G_{\Sigma,\mu} = \frac{2\pi}{3Z_c} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 = \frac{1}{180} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \tag{7.27}$$

Из сопоставления (7.19) и (7.27) следует формула

$$G_{\Sigma \pi} = R_{\Sigma} / Z_{\rm c}^2, \qquad (7.28)$$

которая позволяет, зная сопротивление излучения электрического диполя, определить проводимость излучения щелевого излучателя, имеющего ту же длину, что и электрический диполь. Соотношение (7.28) является естественным следствием принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов и сохраняет свою справедливость для сложных излучающих систем равных размеров с одинаковыми распределениями только электрических или только магнитных токов.

В качестве второго примера элементарного магнитного излучателя рассмотрим элементарную рамку. Рамкой называется виток провода той или иной формы, по которому течет переменный ток. Ее можно считать элементарной, если длина контура рамки L значительно меньше длины волны λ , соответствующей частоте переменного тока ω . При определении поля рамки будем исходить из того, что рамка малого радиуса с электрическим током — магнитный диполь, ось которого совпадает с осью рамки. Поле излучения рамки аналогично полю излучения соосного с ней щелевого излучателя (рис.7.10), т.е. максимальное излучение соответствует плоскости рамки, а вдоль своей оси рамка не излучает. Составляющие полей излучения рамки аналогичны составляющим элементарного щелевого излучателя.



Сопротивление излучения рамки определяется так же, как и для щелевого излучателя с двусторонним излучением, и равно

$$R_{\Sigma p} = -\frac{8\pi Z_{\rm c} S^2}{3\lambda^4} \,, \tag{7.29}$$

где S — площадь рамки. Для вакуума эта формула принимает вид

$$R_{\Sigma p} = -\frac{320\pi^4 S^2}{\lambda^4}. (7.30)$$

7.2.3. Излучение элементарной площадки (излучатель Гюйгенса)

Для расчета поля излучения многих антенн СВЧ используют так называемый апертурный метод: раскрыв антенны представляют в виде совокупности бесконечно большого числа элементарных площадок, каждую из которых можно рассматривать как излучатель Гюйгенса. Под излучателем Гюйгенса понимают небольшую в сравнении с длиной волны площадку, на которой равномерно распределены электрическое и магнитное поля, а их векторы перпендикулярны друг другу (рис.7.11).

Определим поле излучения элементарной площадки при заданном на ней электромагнитном поле Es, Hs. На рис.7.11 площадка $dS = dx \cdot dy$ имеет прямоугольную форму и расположена в начале координат, хотя форма может быть произвольной. Определим ее поле излучения на основании принципа эквивалентных токов, как суперпозицию полей двух взаимно-перпендикулярных поверхностных токов: электрического $I^3 = \eta^3 dy$ и магнитного $I^M = \eta^M dx$ (рис.7.12).

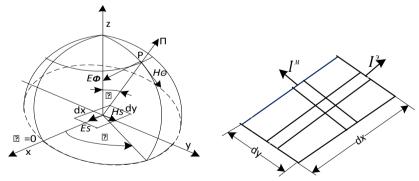
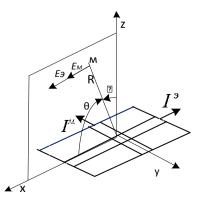


Рис.7.11 Рис.7.12



Соответственно через заданные напряженности Hs и Es плотности токов равны:

$$\dot{\eta}^{\scriptscriptstyle 9} = \left[\bar{1}n, \dot{H}s\right], \dot{\eta}^{\scriptscriptstyle M} = -\left[\bar{1}n, \dot{E}s\right].$$

Ввиду малости размеров площадки совокупность указанных токов можно рассматривать как два взаимно-перпендикулярных элементарных диполя длиной dx и dy с токами $I^{\mathfrak{I}}$ и $I^{\mathfrak{M}}$.

Определим в точке M дальней зоны напряженность поля, создаваемого этой парой излучателей. Вначале расположим точку M на плоскости $xoz(\phi=0)$ (рис. 7.13), где ϑ – угол относительно нормали к плоскости диполей. Магнитный диполь расположен вдоль оси y, электрический – вдоль оси x. Напряженность электрического поля \dot{E}^{ϑ} , создаваемого элементарным электрическим диполем в точке M с координатами R, θ , $\phi=0$, будет согласно формуле (7.24) равна

$$\dot{E}^{9} = \frac{iI^{9}l\gamma^{2}}{4\pi\omega\varepsilon_{a}}\sin\theta\frac{e^{-i\gamma R}}{R} = \frac{Z_{c}\dot{H}_{s}dxdy\sin(90-9)}{2\lambda R}e^{-i\gamma R}.$$

Аналогично, согласно (7.25), в точке M

$$\dot{E}^{\rm M} = \frac{iI^{\rm M}l\gamma}{4\pi} \sin\theta \frac{e^{-i\gamma R}}{R} = \frac{E_s dx dy}{2\lambda R} i e^{-i\gamma R} .$$

В указанной плоскости электрического вектора E диаграмма направленности электрического диполя имеет вид восьмерки $F(\theta) = \sin \theta$, или $F(\phi) = \cos \phi$, а диаграмма магнитного диполя – вид окружности с центром в середине диполя $F(\theta)=1$ (рис.7.14). Электрические силовые линии как диполя Герца, так и магнитного диполя лежат в плоскости xoz и совпадают по направлению (по поляризации) в точке наблюдения.

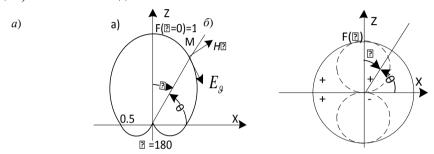


Рис. 7.14

Поэтому общее поле будет определяться суммой этих полей:

$$\dot{E}_{\vartheta} = \dot{E}^{\vartheta} + \dot{E}^{\mathrm{M}} = \frac{E_{s} dS}{2\lambda R} \left(1 + \frac{Z_{c}}{Z_{\phi}} \cos \vartheta \right) i e^{-i\gamma R} . \tag{7.31}$$

В важном для практики частном случае, когда волновое сопротивление фронта волны $Z_{\phi} = \dot{E}_s / \dot{H}_s$ равно волновому сопротивлению среды $Z_{\rm c}$,

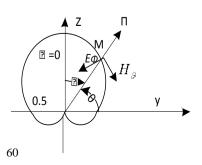
$$\dot{E}_{\vartheta} = \frac{E_s dS}{2\lambda R} (1 + \cos \vartheta) i e^{-i\gamma R} . \tag{7.32}$$

В этом случае нормированная характеристика направленности в плоскости вектора E определяется выражением

$$F(9)=(1+\cos 9)/2.$$
 (7.33)

Соответствующая диаграмма направленности имеет форму кардиоиды, показанной на (рис.7.14, a). В рассматриваемой плоскости xoz электрическое поле имеет только меридиональную, по отношению к $\dot{I}^{\scriptscriptstyle 9}$, составляющую $\dot{E} = \dot{E}_{\scriptscriptstyle 9}$, а магнитное поле лишь азимутальную $\dot{H} = \dot{H}_{\scriptscriptstyle \phi}$. Произведение векторов [$\dot{E}_{\scriptscriptstyle 9}$ $\dot{H}_{\scriptscriptstyle \phi}$] определяет направление и величину вектора Пойнтинга в точке M.

Диаграмму направленности (рис.7.14, a) можно представить как результат суммирования диаграмм направленности электрического диполя (пунктир на рис. 7.14, δ) и магнитного диполя (сплошная на рис. 7.14, δ).



Аналогично определяется напряженность поля в плоскости магнитного вектора (т.е. в плоскости yoz) для точки с координатами R, ϑ и $\varphi=90^\circ$. Нормированная диаграмма направленности элемента Гюйгенса в плоскости H (рис.7.15) совпадает с диаграммой направленности в плоскости E. Различие между полями в плоскостях E и H заключается лишь в поляризации: в первом случае электрическое поле имеет лишь меридиональную составляющую ($\dot{E}=\dot{E}_{\vartheta}$), во втором – лишь азимутальную ($\dot{E}=\dot{E}_{\varphi}$).

В общем случае (рис.7.11) расположения точки наблюдения M вне плоскостей E и H для однородной волны формулы, определяющие $\dot{E}_{\mathfrak{P}}$ и $\dot{E}_{\mathfrak{G}}$, принимают вид

$$\dot{E}_{\vartheta} = i \frac{E_s dS}{2\lambda R} (1 + \cos \vartheta) \cos \varphi e^{-i\gamma R} , \qquad (7.34)$$

$$\dot{E}_{\varphi} = -i\frac{E_s dS}{2\lambda R} (1 + \cos \theta) \sin \varphi e^{-i\gamma R}. \tag{7.35}$$

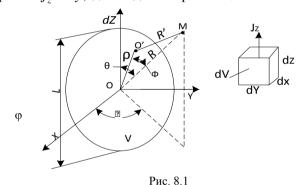
Амплитуда результирующего вектора E, равная $\sqrt{E_{\vartheta}^2 + E_{\varphi}^2}$, от угла φ не зависит, а от угла ϑ – изменяется как (1+cos ϑ). Следовательно, зависимость модуля электрического вектора от направления характеризуется поверхностью, образованной вращением кардиоиды вокруг оси oz.

Излучатель Гюйгенса создает однонаправленное излучение, которое максимально в направлении нормали к поверхности излучателя и равно нулю в обратном направлении.

8. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН

8.1. Антенна как система элементарных излучателей

Антенна в общем случае может быть представлена в виде некоторого объема V (рис. 8.1), заполненного источниками. Для определенности будем считать, что в каждой точке объема протекает электрический ток с объемной плотностью j(x, y, z). Начало координат и ориентацию осей выберем произвольно. Рассмотрим элементарный объем $dV = dx \cdot dy \cdot dz$, расположенный в точке O' (рис. 0). Его можно считать диполем Герца. Определим поле этого диполя в точке O'0, сферические координаты которой в системах координат с началом в точках O'1 O'2 обозначим O'3, O'4, O'5, O'5, O'6, O'6, O'7 Вначале будем учитывать только составляющую плотности тока, параллельную оси O'8. Тогда ток диполя равен O'8, длина диполя равна O'8.



Согласно (7.17) электрическое поле диполя в волновой зоне равно

$$d\dot{E}_{\theta} = i \frac{Z_c \dot{I}l}{2\lambda R} \sin\theta e^{-i\gamma R} = i \frac{Z_c \dot{I}l}{2\lambda R'} j_z \sin\theta' e^{-i\gamma R'} dx dy dz.$$

Поле всей антенны определим интегрированием по объему V:

$$\dot{E}_{\theta} = i \frac{Z_c}{2\lambda_V} \int_{V} j_z \frac{e^{-i\gamma R'}}{R'} \sin\theta' dx dy dz.$$
 (8.1)

Определим поле антенны в дальней зоне, т. е. в области, каждая точка которой удалена от любого элемента антенны на расстояние, много большее как длины волны, так и наибольшего размера антенны L.

Согласно рис.8.1, $R' = \sqrt{R^2 + \rho - 2R\rho\cos\Phi}$, где ρ – удаление элемента dV от начала координат O; Φ – угол между радиусами векторами ρ и R .На достаточно большом удалении от антенны $\rho << R$ эту формулу можно представить в виде ряда по возрастающим степеням ρ/R :

$$R'=R\left[1-\frac{\rho}{R}\cos\Phi+\frac{\rho^2}{2R^2}(1-\cos^2\Phi)+...\right].$$

Из-за разности хода R'-R возникает разность фаз $\Delta \psi$ полей, приходящих в точку M от источников, расположенных в точках O и O', причем $\Delta \psi = (2\pi/\lambda) \cdot (R'-R)$. Учитывая это равенство, получаем

$$\Delta \psi = -\frac{2\pi}{\lambda} \rho \cos \Phi + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\rho^2}{2R} (1 - \cos^2 \Phi) + \dots$$
 (8.2)

Радиусом дальней зоны $R_{\rm II}$ называется такое расстояние, при котором можно считать

$$\Delta \psi = -\frac{2\pi}{\lambda} \rho \cos \Phi \,, \tag{8.3}$$

причем отброшенные члены ряда в правой части формулы (8.2) дают максимальную ошибку разности фаз не более $\pi/8$. Пренебрегая высшими членами ряда и замечая, что максимум второго члена равен $\pi \rho^2/(\lambda R)$, получаем, что для дальней зоны должно выполняться неравенство $\pi \rho^2/(\lambda R_{\rm d}) \le \pi/8$. Наибольший размер антенны $L=2\rho_{\rm max}$, поэтому

$$R_{\pi} \ge 2L^2/\lambda. \tag{8.4}$$

Равенство (8.3) равносильно предположению о параллельности лучей, соединяющих любую точку антенны с точкой M, расположенной в дальней зоне (рис.8.1). Второй и последующий члены ряда (8.2) дают поправку на сходимость лучей. Определим поле антенны в дальней зоне, учитывая, что из указанной выше параллельности лучей следуют равенства $\theta' = \theta$, $\phi' = \phi$. Кроме того, в знаменателе выражения (8.1) можно полагать R' = R. Введем нормированное амплитуднофазовое распределение токов в антенне

$$a_z e^{i\psi} = j_z(x, y, z)/j_{z0},$$

где j_{z0} – плотность тока в точке O. Приняв во внимание приведенные здесь условия, преобразуем (8.1) в

$$\dot{E} = i \frac{Z_c}{2\lambda R} j_{z0} e^{-i\gamma R} \sin\theta \int_V a_z e^{i\psi} e^{i\gamma\rho\cos\Phi} dV. \tag{8.5}$$

Аналогично можно найти поле, создаваемое составляющими тока j_x и j_y .

Если антенный ток течет по поверхности или вдоль линии, то интегрирование в формуле (8.5) будет производиться по поверхности или по линии, а под j_{z0} следует понимать поверхностную плотность тока или величину линейного тока. Поле апертурной антенны можно определить по изложенному методу, выполняя интегрирование по раскрыву антенны, каждый элемент которого рассматривается как излучатель Гюйгенса.

8.2. Характеристики и параметры передающих антенн

Работу антенн в составе радиотехнических систем оценивают с помощью двух показателей: характеристик и параметров. Под характеристиками понимают функциональные зависимости, а под параметрами — численные величины. Радиотехнические показатели антенны зависят от ее конструкции, способа возбуждения и длины волны, определяющих законы распределения амплитуды, фазы и поляризации тока (поля) по антенне. Нахождение показателей для заданной антенны называется прямой электродинамической задачей, или задачей анализа. Обратная задача, или задача синтеза, заключается в нахождении закона распределения тока, обеспечивающего реализацию заданных показателей антенны. Рассмотрим только основные характеристики и параметры передающих антенн.

8.2.1. Диаграммы направленности

Комплексная диаграмма направленности (ДН) передающей антенны – это зависимость от угловых сферических координат комплексного вектора электрического (или магнитного) поля в равноудаленных от антенны точках (см. рис.7.5):

$$\dot{E}(\theta, \varphi) = E(\theta, \varphi)e^{i\psi(\theta, \varphi)}\dot{p}(\theta, \varphi) = E_{M}f(\theta, \varphi)e^{i\psi(\theta, \varphi)}\dot{p}(\theta, \varphi), \quad (8.6)$$

где $E(\theta, \phi)$ — амплитудная ДН по полю; $\psi(\theta, \phi)$ — фазовая ДН; $\dot{p}(\theta, \phi)$ — поляризационный вектор, $E_{\scriptscriptstyle \rm M}$ — амплитуда.

Амплитудная ДН передающей антенны — это зависимость от угловых сферических координат величины (интенсивности) поля излучения или его отдельных компонентов в равноудаленных от антенны точках. Величину поля излучения измеряют индикатором, который перемещается по поверхности сферы радиуса ($R \ge R_{\rm д}$). В результате измерений или аналитически получают зависимость вида $E(\theta,\phi)=E_{\rm M}f_E(\theta,\phi)$ для напряженности поля, $\Pi(\theta,\phi)=\Pi_{\rm M}f_{\rm H}(\theta,\phi)$ для вектора Пойнтинга, $P(\theta,\phi)=P_{\rm M}f_P(\theta,\phi)$ для угловой плотности мощности. Функцию $f_E(\theta,\phi)$ называют ДН по полю, а

 $f_{\Pi}(\theta, \varphi)$ и $f_{P}(\theta, \varphi)$ — ДН по мощности, причем последние две функции одинаковы с точностью до постоянного множителя, так как $P=R^{2}\overline{\Pi}$. Учитывая, что $\Pi=E^{2}/240\pi$, можно заключить, что $f_{P}(\theta, \varphi)=f^{2}_{E}(\theta, \varphi)$.

Нормированные ДН по полю и мощности находят делением ненормированных ДН на их максимальные значения:

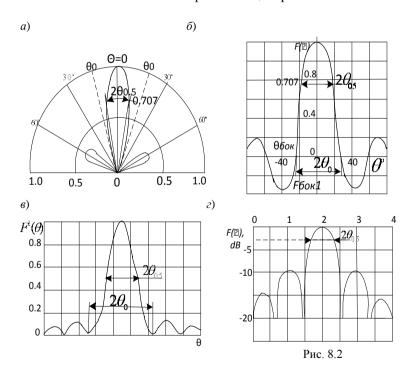
$$F(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi)/f_{\text{max}}; F^2(\theta, \varphi) = f^2(\theta, \varphi)/f_{\text{max}}^2.$$

Информация о направленных свойствах передающей антенны будет максимальной, если построить пространственную ДН, представляющую собой замкнутую поверхность — геометрическое место точек концов радиусов-векторов, проведенных из начала координат в направлениях θ , ϕ и имеющих длины, пропорциональные $|F(\theta,\phi)|$ или $F^2(\theta,\phi)$. Однако изображения ДН в виде замкнутой поверхности сложно и недостаточно наглядно. Поэтому обычно пользуются сечениями пространственной ДН некоторыми плоскостями. Образующиеся замкнутые кривые являются двумерными ДН. Часто ограничиваются сечениями с помощью двух взаимно-перпендикулярных, так называемых главных плоскостей, проходящих через направление максимального излучения. В случае линейной поляризации поля одна из плоскостей может быть параллельна вектору E (E-плоскость), а другая — вектору H (H-плоскость).

ДН может изображаться в полярных (рис.8.2, a) или декартовых координатах по полю (рис. 8.2, δ), по мощности (рис. 8.2, ϵ) или в логарифмическом масштабе (рис. 8.2, ϵ).

О направленных свойствах антенны можно в известной мере судить по ширине главного лепестка ДН, под которым понимают угол $|2\theta_{05}|$ (рис. 8.2) между двумя направлениями в пределах главного лепестка, в которых угловая плотность мощности составляет половину по отношению к максимальной. Боковые лепестки характеризуются их уровнем по отношению к главному.

Фазовая ДН есть зависимость от угловых сферических координат фазы поля в равноудаленных от начала координат точках. Из этого определения очевидно, что вид фазовой ДН существенно зависит от выбора точки, в которой расположено начало координат. Если есть такое расположение, при котором фаза в равноудаленных точках одинакова, то это значит, что антенна формирует фронт волны в виде сферы. Центр этой сферы называют фазовым центром антенны. В общем случае антенна может и не иметь фазового центра.



Поляризационный вектор $\dot{p}(\theta, \varphi)$ характеризует зависимость поляризации поля излучения от угловых сферических координат. Под поляризацией поля понимают ориентацию в пространстве вектора поля (обычно электрического), при этом, если вектор E в точке наблюдения M не вращается, то поляризация называется линейной. Вращающаяся, или эллиптическая поляризация характеризуется тем, что конец электрического вектора, вращаясь со средней угловой скоростью ω , описывает эллипс в плоскости, перпендикулярной направлению распространения и проходящей

через точку наблюдения. При равенстве осей эллипс становится окружностью, а поле имеет круговую поляризацию.

8.2.2. Сопротивление излучения

Комплексная мощность, отдаваемая генератором в антенну $\dot{P}_{\rm a}$, затрачивается на излучение $(P_{\Sigma}-$ мощность излучения), потери в антенне и окружающей среде $(P_{\Pi}-$ мощность потерь) и на формирование реактивных полей, связанных с антенной $(P_{im}-$ реактивная мощность). Следовательно, $\dot{P}_{\rm a}=P_{\Sigma}+P_{\Pi}+iP_{im}$.

Мощность излучения антенны можно определить интегрированием вектора Пойнтинга в дальней зоне по поверхности сферы радиуса R, окружающей антенну:

$$R_{\Sigma} = \oint_{S} \overline{\Pi} \cdot \overline{dS} . \tag{8.7}$$

Площадь элемента сферической поверхности равна $dS=R^2\sin\theta d\theta d\phi$, а вектор Пойнтинга для линейно-поляризованной волны $\Pi(\theta,\phi)=E^2(\theta,\phi)/240\pi$. Подставляя эти выражения в (8.7), получаем:

$$P_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \frac{R^2}{240\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} E^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi =$$

$$= \frac{R^2 E_{\text{max}}^2}{240\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi.$$
 (8.8)

Следовательно, для расчета мощности излучения достаточно знать нормированную ДН и напряженность поля в максимуме ДН на заданном расстоянии.

Сопротивление излучения формально вводится как коэффициент, зная который можно определить мощность излучения антенны по формуле электротехники P_{Σ} =0,5 I^2R_{Σ} , где I – модуль тока в каком-то сечении антенны. Обычно в антеннах распределение тока неравномерное, часто синусоидальное. Принято относить сопротивление излучения либо к току на входе антенны I_a , либо к току в пучности I_n , тогда соответственно $R_{\Sigma a}$ =2 P_{Σ}/I_a^2 ; $R_{\Sigma n}$ =2 P_{Σ}/I_n^2 .

8.2.3. Входное сопротивление

Входное сопротивление передающей антенны определяют как отношение напряжения к току на ее входных клеммах, и оно характеризует антенну как нагрузку для генератора. В диапазоне СВЧ принято относить напряжение и ток к двухпроводной линии, эквивалентной питающему волноводу. В общем случае входное сопротивление комплексное: $\dot{Z}_a = R_a + i X_a$. Его можно измерить, подключая антенну к измерительной линии, или рассчитать. В большинстве случаев на практике используют приближенные методы расчета.

8.2.4. Коэффициент полезного действия

Коэффициент полезного действия антенны определяет эффективность антенны как преобразователя энергии и равен $\eta = P_{\Sigma}/(P_{\Sigma} + P_{\Pi})$, где P_{Π} – мощность потерь энергии за счет превращения в тепло в металлических и диэлектрических частях антенны и окружающих предметах. Разделив числитель и знаменатель на $0.5I_a^2$, получим

$$\eta = R_{\Sigma a}/(R_{\Sigma a} + R_{\Pi a}),$$

где $R_{\text{па}}$ – сопротивление потерь.

8.2.5. Коэффициенты направленного действия и усиления

Имеется несколько определений коэффициента направленного действия (КНД) передающей антенны. Наиболее строгое определяет КНД антенны в направлении, заданном угловыми координатами θ и ϕ – отношение угловой плотности мощности $\overline{p}(\theta,\phi)$, создаваемой в этом направлении данной антенной, к угловой плотности мощности \overline{p}_3 (мощность, приходящаяся на единицу телесного угла), создаваемой в этом же направлении абсолютно ненаправленной антенной, при условии равенства мощностей излучения обеих антенн:

$$D(\theta, \varphi) = \overline{p}(\theta, \varphi) / \overline{p}_{2}$$
 при $P_{\Sigma}(\theta, \varphi) = P_{\Sigma_{2}}$. (8.9)

Рассчитаем КНД антенны, поместив ее, а затем изотропную антенну, в начало сферической системы координат. Угловая плотность мощности изотропной антенны

$$\overline{p}_{2} = P_{\Sigma 3}/4\pi$$
 (8.10)

Из равенства $\Pi_3 = P_{\Sigma_3}/(4\pi R^2)$, используя равенство $P_{\Sigma_3} = P_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ и формулу (8.8), получаем:

$$\overline{p}_{9} = \frac{R^{2} E_{\rm M}^{2}}{4\pi 240\pi} \int_{0}^{\pi} \int_{0}^{2\pi} F^{2}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Аналогично для направленной антенны

$$\overline{p}_{3}(\theta,\phi) = R^{2}\Pi(\theta,\phi) = R^{2}E^{2}(\theta,\phi)/240\pi$$
, где $E(\theta,\phi) = E_{M}F(\theta,\phi)$.

Далее определим коэффициент направленного действия:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{\overline{p}(\theta, \varphi)}{\overline{p}_{\vartheta}} = \frac{4\pi F^{2}(\theta, \varphi)}{\int_{0}^{\pi} \int_{0}^{2\pi} F^{2}(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}.$$
 (8.11)

В направлении максимального излучения $F(\theta, \varphi) = 1$ и

$$D_0 = \frac{4\pi}{\int\limits_{0}^{\pi} \int\limits_{0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}.$$
 (8.12)

Следовательно, КНД однозначно определяется нормированной ДН.

Коэффициент усиления $G = \eta D$. К основным параметрам передающих антенн относятся также электростатическая прочность и диапазон рабочих частот. Электрическая прочность антенны характеризуется максимально допустимой мощностью или максимально допустимым напряжением на антенне

Диапазон рабочих частот антенны есть интервал частот Δf от f_{\min} до f_{\max} , в котором ни один параметр антенны не выходит из заданных пределов. При $\Delta f/f_{\rm cp}{<}0,1$ антенну называют узкополосной, при $\Delta f/f_{\rm cp}{>}0,1$ — широкодиапазонной. Перестраиваемая антенна может иметь диапазон рабочих частот, который много больше полосы пропускания, соответствующей неизменному положению органов настройки.

8.3. Приемные антенны, их характеристики и параметры

8.3.1. Основные определения

Принцип действия приемной антенны поясним на примере короткого идеально проводящего (σ = ∞) симметричного вибратора (рис.8.3). Пусть на вибратор I падает волна, электрический вектор которой имеет касательную к вибратору составляющую E_{τ} . Так как на поверхности вибратора должно выполняться граничное условие E_{τ} =0, то под действием падающей волны в вибраторе будет наводиться ток, создающий такое вторичное поле, у которого касательная составляющая E_{τ} " = $-E_{\tau}$, так что E_{τ} = E_{τ} "+ E_{τ} =0.

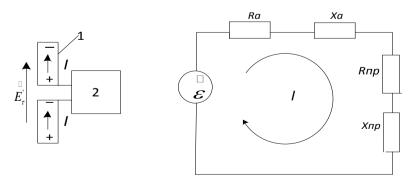


Рис. 8.3

Наведенный ток протекает через вход приемника 2, в котором поглощается часть мощности набегающей волны. Эквивалентная схема приемной антенны (рис. 8.4) соответствует описанному выше процессу. Входную часть приемника можно рассматривать, вообще говоря, как нагрузку комплексную: $Z_{\rm пp} = R_{\rm np} + i X_{\rm np}$. По отношению к этой нагрузке приемная антенна является генератором, имеющим ЭДС $\dot{\epsilon}$ и внутреннее сопротивление $Z_{\rm a} = R_{\rm a} + i X_{\rm a}$. Это сопротивление не зависит от нагрузки и характеризует соответственно антенну. Комплексная амплитуда тока в цепи антенны

$$\dot{I} = \dot{\varepsilon}/(\dot{Z}_{a} + \dot{Z}_{np}). \tag{8.13}$$

8.3.2. Основные характеристики и параметры приемных антенн

ДН приемной антенны по напряжению есть зависимость амплитуды ЭДС (тока) на клеммах антенны от направления прихода плоской электромагнитной волны при прочих равных условиях: $\varepsilon(\theta, \varphi)$ или $I(\theta, \varphi)$. Нормированные ДН по напряжению и току одинаковы и определяются выражениями $F(\theta, \varphi) = \dot{\varepsilon} (\theta, \varphi) / \varepsilon_{\text{max}} = \dot{I}(\theta, \varphi) / I_{\text{max}}$.

ДН приемной антенны по мощности есть зависимость мощности, выделяющейся на активной части входного сопротивления приемника $R_{\rm np}$, от направления прихода электромагнитной волны. Так как эта мощность пропорциональна квадрату тока, то ясно, что нормированная ДН равна $F^2(\theta, \varphi)$.

Комплексное внутреннее сопротивление приемной антенны состоит из реактивной части X_a , характеризующей мощность реактивных полей антенны, а активная часть R_a определяет активную мощность. Можно показать, что для приемной антенны, как и для передающей, $R_a = R_{\Sigma} + R_{\Pi}$.

Коэффициент направленного действия приемной антенны в направлении (θ, ϕ) есть отношение мощности в нагрузке при приеме с этого направления к средней мощности в нагрузке этой же антенны при приеме поочередно со всех направлений волн одинаковой интенсивности. Усреднение мощности эквивалентно сравнению данной антенны с изотропной. Коэффициент полезного действия приемной антенны – отношение мощности, отдаваемой антенной в нагрузку, к мощности, которую она отдала бы в нагрузку, если бы не имела потерь, $\eta = R_{\Sigma}/(R_{\Sigma} + R_{\Pi})$. Действующая длина приемной антенны есть коэффициент, имеющий размерность длины и равный $l_{\pi}(\theta,\phi) = \epsilon(\theta,\phi)/E$, где $\epsilon(\theta,\phi) - \Im \mathcal{L}$ С на клеммах антенны, E – электрический вектор набегающей волны.

8.3.3. Принцип взаимности и его применение для расчета параметров приемных антенн

Поскольку на приемную антенну действует распределенная ЭДС, то непосредственный анализ распределения тока в приемной антенне, а значит, и оценка характеристик и параметров этой антенны являются сложной задачей. В связи с этим для расчета приемных антенн широко используют принцип взаимности, позволяющий определить характеристики и параметры приемной антенны по соответствующим характеристикам этой же антенны при ее работе в качестве передающей.

Принцип взаимности рассмотрим на примере двух произвольных и произвольно ориентированных в пространстве антенн I и 2 (рис. 8.5). Будем считать известными параметры этих антенн в режиме передачи: входное сопротивление Z_a , ДН $F(\theta, \varphi)$, действующие длины $l_{\rm д}$, отнесенные ко входным клеммам, КПД η , КНД $D(\theta, \varphi)$.

Включим антенну I на передачу, для чего присоединим к ее клеммам генератор с ЭДС $\dot{\epsilon}_1$ частоты ω и с внутренним сопротивлением \dot{Z}_1 (рис.8.5, a). Антенна I создает при этом поле излучение, напряженность которого у антенны 2, работающей в режиме приема, равна \dot{E}_{21} . В цепи антенны, нагруженной на входное сопротивление приемника \dot{Z}_2 , под действием поля антенны I возникает наведенный ток \dot{I}_{21} .

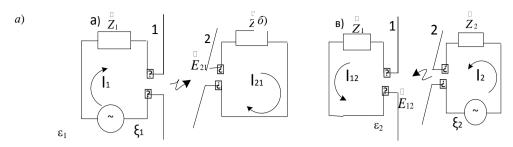


Рис. 8.5

Включим теперь антенну 2 на передачу при ЭДС генератора $\dot{\epsilon}_2$ той же частоты ω и с внутренним сопротивлением генератора \dot{Z}_2 , равным входному сопротивлению приемника, когда антенна 2 работала в режиме приема (рис.8.5, δ). Поле излучения антенны 2 у антенны 1, работающей в режиме приема, будет иметь напряженность \dot{E}_{12} .

В цепи антенны I возникает ток I_{12} . Входное сопротивление приемника \dot{Z}_1 в цепи антенны I выберем равным внутреннему сопротивлению генератора, который подключался к антенне I, когда она работала в режиме передачи. Считаем, что пространство между антеннами изотропно и линейно, тогда клеммы обеих антенн можно рассматривать как входы такого четырехполюсника, к которому применим принцип взаимности. Будем иметь:

$$\dot{\varepsilon}_1/\dot{I}_{21} = \dot{\varepsilon}_2/\dot{I}_{12}$$
 (8.14)

Найдем токи \dot{I}_{12} и \dot{I}_{21} в антеннах, работающих в режиме приема. Для этого рассмотрим вначале случай работы антенны I на передачу. Ток в этой антенне

$$\dot{I}_1 = \dot{\varepsilon}_1 / (\dot{Z}_1 + \dot{Z}_{a1})$$
 (8.15)

Учитывая формулы (8.6) и (7.17), определим комплексную амплитуду напряженности электрического поля, создаваемого передающей антенной I у приемной антенны 2:

$$\dot{E}_{21} = i \frac{Z_{\rm c}}{2\lambda R} l_1 \dot{I}_1 F_1(\theta, \varphi) e^{-i\gamma R}, \qquad (8.16)$$

где R – расстояние между антеннами; θ , ϕ – углы, определяющие направление от антенны 1 к антенне 2.

Подставим \dot{I}_1 из (8.15) в (8.16) и проведем преобразования:

$$\dot{\varepsilon}_{1} = 2\lambda \dot{E}_{21}(\dot{Z}_{1} + \dot{Z}_{a1}) \cdot R \cdot e^{-i\gamma R} / (i \cdot Z_{c} l_{1} F_{1}(\theta, \varphi)). \tag{8.17}$$

В этой формуле все параметры антенны I определены для режима передачи. Полагая теперь, что на передачу работает антенна 2, можно аналогично найти

$$\dot{\varepsilon}_{2} = 2\lambda \dot{E}_{12} (\dot{Z}_{2} + \dot{Z}_{a2}) \cdot R \cdot e^{-i\gamma R} / (i \cdot Z_{c} l_{2} F_{2}(\theta, \varphi)) . \tag{8.18}$$

Подставив полученные значения ЭДС в (8.14) и собрав слева все величины, относящиеся к антенне I, а справа – к антенне 2, получим:

$$\dot{I}_{12}(\dot{Z}_1+\dot{Z}_{a1})/(\dot{E}_{12}l_1F_1(\theta,\varphi)) = \dot{I}_{21}(\dot{Z}_2+\dot{Z}_{a2})/(\dot{E}_{21}l_2F_2(\theta,\varphi)) \ . \ (8.19)$$

Левая часть этого равенства не зависит от правой. Действительно, параметры l_1 , \dot{Z}_1 , \dot{Z}_{a1} , $F_1(\theta,\phi)$ антенны l никак не зависят от параметров антенны l. От этих параметров, конечно, зависит величина \dot{E}_{12} , но ее отношение к вызванному ею току в первой антенне \dot{I}_{12} зависит только от параметров антенны l. Таким образом, в (8.19) слева и справа стоят две независимые, равные величины. Каждая из величин есть константа. Обозначим ее через l, тогда для любой антенны

$$\dot{I}_{\text{IID}}(\dot{Z} + \dot{Z}_{a})/(\dot{E}lF(\theta, \varphi)) = N, \qquad (8.20)$$

где \dot{E} — напряженность электрического поля вблизи приемной антенны; $\dot{I}_{\rm np}$ — ток в приемной антенне, вызванный полем \dot{E} ; \dot{Z} — нагрузочное сопротивление, подключаемое к клеммам приемной антенны; $\dot{Z}_{\rm a}$, l и $F(\theta,\phi)$ — соответственно входное сопротивление, действующая длина и ДН антенны, определенные в режиме передачи.

Из формулы (8.20) определим ток в цепи антенны при работе ее на прием:

$$\dot{I}_{\text{IID}} = N\dot{E}lF(\theta, \varphi)/(\dot{Z} + \dot{Z}_a) . \tag{8.21}$$

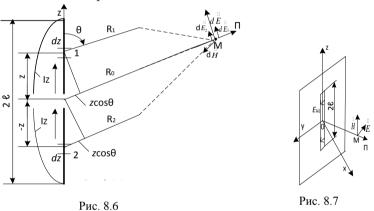
Числитель выражения (8.21) представляет собой ЭДС генератора в этой схеме: $\dot{\epsilon}=N\dot{E}lF(\theta,\phi)$ В знаменателе \dot{Z}_a — внутреннее сопротивление приемной антенны, а Z — входное сопротивление приемника, равное $\dot{Z}_{\rm пp}$. Так как \dot{Z}_a определялось в режиме передачи как входное сопротивление антенны, то, следовательно, для одной и той же антенны входное сопротивление в режиме передачи и внутреннее сопротивление в режиме приема одинаковы. Кроме того, $F(\theta,\phi)$ — ДН антенны в режиме передачи, а зависимость $\dot{\epsilon}$ от углов также есть ДН антенны в режиме приема. Следовательно, нормированные ДН данной антенны в режимах передачи и приема одинаковы.

Применение принципа взаимности требует кроме линейности также и изотропности среды, в которой распространяются радиоволны. Должна быть ограничена и ширина спектра сигналов, у сверхширокополосных сигналов приемная и передающая антенны не обладают взаимностью.

8.4. Излучение вибраторов

На практике широко применяются простейшие в конструктивном отношении электрические и щелевые вибраторы конечной длины. Они используются как в качестве самостоятельных антенн, так и в виде элементов многих сложных антенных систем.

Электрический вибратор представляет собой прямолинейный отрезок тонкого провода, возбуждаемый в центре (рис. 8.6). Щелевой излучатель – узкую прямолинейную щель, прорезанную в металлическом экране и возбуждаемую в середине (рис. 8.7). При равенстве длин плеч вибратор называется симметричным.



Под воздействием ЭДС генератора в вибраторе возникают электрические токи, которые распределяются по его поверхности таким образом, что возбуждаемое ими электромагнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла, граничным условиям на поверхности проводника и условию излучения на бесконечности. Для нахождения поля, создаваемого вибратором при известных его размерах, длине волны и напряжении возбуждения, необходимо знать законы распределения эквивалентных электрических и магнитных токов по длине вибратора. В определении этих законов состоит внутренняя задача теории вибратора. Эта задача является весьма сложной, даже в простейшем случае вибратора малой толщины сводится к решению так называемого уравнения Галлена. В инженерной практике широко применяют приближенный метод, опирающийся на аналогию симметричного вибратора и длинной линии.

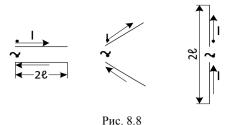
8.4.1. Распределение тока на симметричном вибраторе

Симметричный вибратор длиной 2l (рис.8.8) можно получить, разворачивая на 90° каждый из отрезков двухпроводной разомкнутой линии. Если радиус вибратора α мал в сравнении с длиной его плеча l, а именно, если $\ln(l/a) >> 1$, то, как показывает теория вибратора, распределение тока по вибратору и по отрезку двухпроводной линии почти одинаково. Следовательно, распределение тока на тонком вибраторе без учета потерь можно принять синусоидальным с узлами на концах:

$$\dot{I}(z) \approx \dot{I}_{\Pi} \sin \gamma (l - |z|). \tag{8.22}$$

где \dot{I}_{Π} – ток в пучности. Мгновенное значение тока $\dot{i}(z,t)=I(z)e^{i\omega t}$, а координата отсчитывается от середины вибратора. При переходе через узел стоячей волны фаза тока изменяется на 180°. Ес-

ли $2l \le \lambda$, то распределение тока синфазное. При $2l > \lambda$ на вибраторе появляются участки с противофазными токами.



Следует отметить, что между симметричным вибратором и отрезком двухпроводной линии имеются различия. Основное: вибратор – излучающее устройство, а линия – неизлучающее. Емкость между равными и симметрично расположенными относительно середины отрезками симметричного вибратора не является постоянной величиной, равной погонной емкости, как в двухпроводной линии. Приближенными методами можно показать, что симметричный вибратор так же, как и двухпроводная линия, имеет усредненное значение волнового сопротивления $\rho_{\rm B}$, Ом, определяемое в случае соизмеримости 2l и λ формулой

$$\rho_{\rm B} = 120(\ln 2l/a - 1). \tag{8.23}$$

8.4.2. Диаграмма направленности, сопротивление излучения, входное сопротивление и КНД электрического вибратора

После нахождения распределения токов по вибратору его электромагнитное поле в любой точке внешнего пространства определяется при решении внешней задачи теории вибраторов. Проще всего оно находится как поле известных сторонних источников. Ориентируем симметричный вибратор (рис.8.6) в направлении оси z и совместим центр вибратора с началом сферической системы координат. Выберем в дальней зоне произвольную точку M, имеющую координаты θ , ϕ , и определим в ней напряженность электрического поля как сумму полей, создаваемых элементами dz вибратора. Можно считать, что в пределах малого отрезка dz распределение тока равномерное, следовательно, симметричный вибратор можно рассматривать как совокупность диполей Герца. Напряженность $d\dot{E}_{\theta}$ от каждого элемента dz рассчитывают по формуле (7.17), в которой ток \dot{I} нужно заменить на \dot{I}_z , а l на dz.

Найдем поле, создаваемое двумя симметрично расположенными в точках I и 2 элементами dz с координатами z и -z. Векторы $d\dot{E}_1$ и $d\dot{E}_2$ лежат в меридиональной плоскости, проходящей через вибратор, и в дальней зоне их можно считать параллельными и складывать алгебраически:

$$d\dot{E} = d\dot{E}_1 + d\dot{E}_2 = i \frac{Z_{c0}}{2\lambda} \dot{I}_{(z)} dz \sin\theta \left[\frac{e^{-i\gamma R_1}}{R_1} + \frac{e^{-i\gamma R_2}}{R_2} \right].$$

Величины R_1 и R_2 в знаменателях можно заменить на R_0 . В показателях экспонент сделаем замену: $R_1 = R_0 - |z| \cos \theta$; $R_2 = R_0 + |z| \cos \theta$, тогда

$$d\dot{E} = i \frac{Z_{c0}}{2\lambda R_0} \sin\theta e^{-i\gamma R_0} \dot{I}_{(z)} \cos(\gamma |z| \cos\theta) dz.$$

Полное поле излучения вибратора найдем при интегрировании в интервале $0 \le z \le l$. Если считать распределение тока \dot{I}_z синусоидальным, легко получить

$$\dot{E} = \int_{0}^{l} d\dot{E} = \frac{i60\gamma l_{\rm II} e^{-i\gamma R_0}}{R_0} \sin\theta \int_{0}^{l} \sin\gamma (l - |z|) \cos(\gamma |z| \cos\theta) dz.$$
 (8.24)

Так как в выражении (8.22) фаза поля не зависит от угловых координат, а множитель $e^{-i\gamma R_0}/R_0$ описывает сферическую волну, то ясно, что симметричный вибратор имеет фазовый центр, находящийся в середине вибратора. Осуществив интегрирование в (8.24), получим выражение для напряженности поля

$$\dot{E} = \frac{60l_{\Pi}}{R_0} \frac{\cos(\gamma l \cos\theta) - \cos\gamma l}{\sin\theta} e^{-i\gamma R_0}, \ \dot{I}_{\Pi} = \dot{I}_a / \sin\gamma l.$$
 (8.25)

Нормированная ДН симметричного вибратора определяется вторым сомножителем формулы (8.25), зависящим от угла θ ,

$$F(\theta) = \frac{\cos(\gamma l \cos \theta) - \cos \gamma l}{(1 - \cos \gamma l) \sin \theta} \text{ при } 2l < 5\lambda/4.$$
 (8.26)

Рассчитанные ДН для нескольких значений l/λ представлены на рис.8.9.

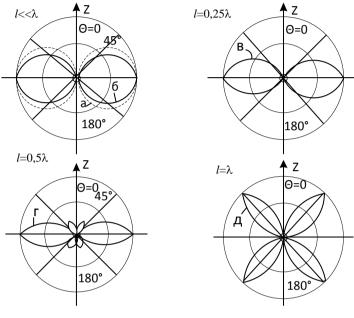


Рис. 8.9

Пространственные ДН получаются вращением этих кривых вокруг оси z. При увеличении отношения l/λ до величины 0,625 ширина главного лепестка сужается. При $l/\lambda = 0,625 2\theta_{0,5} = 31^\circ$. Начиная с $l/\lambda = 0,5$ и более в ДН появляются дополнительные лепестки.

Сопротивление излучения, отнесенное к пучности тока можно рассчитать с помощью соотношений

$$R_{\Sigma\Pi} = 2P_{\Sigma}/I_{\Pi}^{2}, \ P_{\Sigma} = R_{0}^{2}/240\pi \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} E^{2}(\theta,\phi)\sin\theta d\theta d\phi.$$

Учитывая в (8.26) осевую симметрию поля вибратора, получаем

$$R_{\Sigma\pi} = 60 \int_{0}^{\pi} \frac{[\cos(\gamma l \cos\theta) - \cos\gamma l]}{\sin^2\theta} d\theta.$$

Вычисление интеграла приводит к следующей формуле:

 $R_{\Sigma\Pi} = 30[(\sin 4\gamma l - 2\sin 2\gamma l) \sin 2\gamma l + (C + \ln \gamma l + \sin 4\gamma l - 2\sin 2\gamma l)\cos 2\gamma l + 2(C + \ln 2\gamma l + \sin 2\gamma l)]$, где $\sin \alpha u \sin \alpha u$ интегральные синус и косинус, а C = 0.577 – постоянная Эйлера. Зависимость $R_{\Sigma\Pi}$ от l/λ приведена на рис.8.10. Отметим две характерные точки: для полуволнового вибратора $R_{\Sigma\Pi} \approx 73.1$ Ом, для волнового $R_{\Sigma\Pi} \approx 200$ Ом.

R_{Σπ}
200
150
100
50
0.25 0.5 0.75 1 //λ
70
Puc. 8.10

Входной импеданс симметричного вибратора $Z_{\rm a} = R_{\rm a} + i X_{\rm a}$ зависит от размеров вибратора и длины волны. Определим $Z_{\rm a}$, рассматривая симметричный вибратор как отрезок разомкнутой двухпроводной линии с потерями. Согласно теории длинных линий $Z_{\rm a} = \rho_{\rm B} {\rm cth} \gamma l = \rho_{\rm J} \frac{{\rm sh} 2\alpha l \cdot {\rm isin} 2\beta l}{{\rm ch} 2\alpha l \cdot {\rm icos} 2\beta l}$, где комплексное волновое сопротив-

ление линии $\dot{\rho}_{\pi} = \sqrt{(R_1 + i\omega L_1)(G_1 + i\omega C_1)}$, а R_1, G_1, L_1, C_1 — погонные значения активного сопротивления, активной проводимости, индуктивности и емкости эквивалентной вибратору линии. Можно считать,

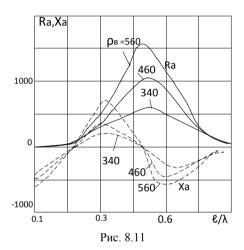
что $G_1 \approx 0$ и $R_1 << \omega L_1$. Тогда, представляя $\dot{\rho}_{\pi}$ в виде степенного ряда и ограничиваясь первыми его двумя членами, получаем $\rho_{\pi} \approx \rho_{\text{\tiny R}} (1 - R_{\text{\tiny I}} / 2\omega L_{\text{\tiny I}}) = \rho_{\text{\tiny R}} (1 - i\alpha/\gamma)$,

$$Z_{\rm a} = \rho_{\rm B} \left[\frac{({\rm sh} 2\alpha l - \alpha/\gamma \cdot {\rm sin} 2\xi \gamma l/\gamma) - i({\rm sin} 2\xi \gamma l + \alpha/\gamma \cdot {\rm sin} 2\alpha l)}{{\rm ch} 2\alpha l - {\rm cos} 2\xi \gamma l} \right],$$

где ξ — поправочный коэффициент; коэффициент затухания $\alpha = R_{\rm I}/2\rho_{\rm B}$, а $\rho_{\rm B}$ — вещественное волновое сопротивление вибратора, определяемое формулой (8.23). Подставим последнюю формулу в предыдущую:

$$Z_{\rm a} = \rho_{\rm B} \left[\frac{({\rm sh} 2\alpha l - \alpha \cdot {\rm sin} 2\xi \gamma l/\gamma) - i({\rm sin} 2\xi \gamma l + \alpha \cdot {\rm sin} 2\alpha l)}{{\rm ch} 2\alpha l - {\rm cos} 2\xi \gamma l} \right].$$

На рис.8.11 приведены зависимости активной и реактивной составляющих входного импеданса симметричного вибратора от его электрической длины при нескольких значениях $\rho_{\text{в}}$.



Первый резонанс (Xa=0) является последовательным и наблюдается вблизи точки $l=\lambda/4$. При меньших длинах вибратора реактивное сопротивление емкостное. Второй резонанс является параллельным и наблюдается вблизи точки $l=\lambda/2$. При этом R_a достигает максимума. В интервале между первым и вторым резонансами реактивное сопротивление индуктивное. Из рис. 8.11 видно, что чем толще вибратор (чем меньше $\rho_{\rm B}$), тем в меньших пределах изменяется R_a и тем меньше скорость изменения $\left|X_a\right|$, следовательно, тем больше полоса пропускания вибратора. На практике в основном применяются симметричные электрические вибраторы с резонансной длиной 2l, на 5...10 % короче $\lambda/2$. Укорочение вибратора необходимо, так как при $2l=\lambda/2$ входное сопротивление в действительности равно $Z_a=73,1+i$ 42,5 Ом. КНД симметричного вибратора можно вычислить по формуле (8.11). Необходимое для вычисления КНД значение $F(\theta)$ находим из (8.26). Интеграл выражается через интегральные синус и косинус. Для полуволнового вибратора максимальный КНД $D_0=1,64$.

8.4.3. Щелевой излучатель

Наиболее характерным щелевым излучателем можно считать узкую полуволновую щель, прорезанную в плоском экране (рис. 8.12, a). Чтобы судить о распределении электрического поля между краями полуволновой щели, предположим, что щелевая антенна возбуждается сосредоточенной ЭДС, включенной в центре щели, как это показано на рис.8.12, a. Каждую половину щели можно рассматривать как четвертьволновую короткозамкнутую длинную линию, образованную краями отверстия в экране. Напряжение вдоль такой линии распределяется по синусоидальному закону $U_z = (U_0/\sin\gamma l)\sin\gamma(l-|z|)$ с узлом в конце линии.

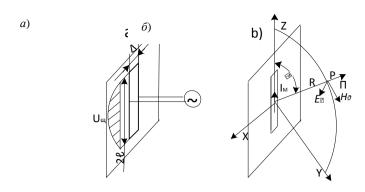


Рис. 8.12

В этом случае, когда щель прорезается в стенке волновода или объемного резонатора, возбуждающую ЭДС следует считать распределенной, однако полуволновая щель подобно полуволновому вибратору является резонансной, и поэтому распределение поля между краями щели не зависит от способа возбуждения.

Итак, распределение электрического поля между краями полуволновой щели такое же, как распределение тока вдоль оси полуволнового электрического вибратора, т. е. в первом приближении синусоидальное. Так же как в случае с вибратором, расчеты, основанные на этом приближении, дают вполне удовлетворительные результаты с точки зрения сравнения с экспериментом.

Найдем теперь поле, которое создается полуволновой щелевой антенной (рис.8.12, б). Щель, излучающую в обе стороны от металлической поверхности, называют двусторонней. Предположим, что щель прорезана в плоском тонком, идеально проводящем экране и что первоначально (до прорезания щели) ток возбуждается внешним источником лишь на одной стороне металлической поверхности. Так как щель излучает в оба полупространства, разделенные металлической поверхностью, то токи появляются и на другой ее стороне. Поле излучения щели, прорезанной в бесконечном плоском экране, определяется на основании принципа двойственности:

$$\dot{E}_{\varphi} = i \frac{\dot{U}_0}{\pi R_0 \sin \gamma l} \frac{\cos(\gamma l \cos \theta) - \cos \gamma l}{\sin \theta} e^{-i\gamma R_0} . \tag{8.27}$$

Диаграммы направленности симметричного вибратора и соответствующего щелевого излучателя в безграничном экране согласно выражениям (8.26) и (8.27) одинаковы (рис.8.9). При этом следует помнить, что векторы электрического и магнитного поля (силовые линии E и H) меняются местами.

Определение поля щелевой антенны, прорезанной в ограниченном экране, математически сложно, так как оно создается собственным излучением щели и излучением за счет токов проводимости.

Диаграммы направленности щели (рис.8.13, a), прорезанной в ограниченном экране, отличаются от диаграмм направленности щели, прорезанной в бесконечном экране. Основное отличие состоит в том, что для щели в ограниченном экране максимум диаграммы (при размерах экрана $H \ge \lambda$) получается под некоторым острым углом к экрану, а напряженность поля вдоль экрана в направлении, перпендикулярном щели, составляет лишь 40...50 % от значения поля в направлении максимума.

Вычисления показывают, что размеры экрана в направлении, перпендикулярном оси щели, оказывают заметное влияние на диаграмму направленности (рис.8.13, δ – ϵ), в то время как размеры экрана в направлении оси щели мало влияют на ее направленные свойства. Последнее объясняется тем, что вдоль оси щели на экране излучение отсутствует.

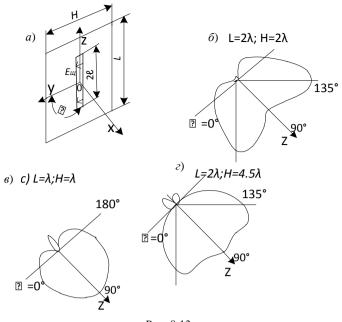


Рис. 8.13

По аналогии с электрическим вибратором, для характеристики излучающих свойств щели вводится проводимость излучения щели G^{u}_{Σ} . Для двусторонней щели G^{u}_{Σ} можно выразить через сопротивление излучения R_{Σ} электрического вибратора цилиндрической формы, радиус которого в четыре раза меньше ширины щели:

$$G_{\Sigma}^{\text{III}} = 4R_{\Sigma}/(120\pi)^2$$
 (8.28)

В случае односторонней щели поле излучения по-прежнему определяется по формуле (8.28), однако так как излучение происходит только в одно полупространство, то мощность излучения, следовательно, и проводимость излучения будут вдвое меньше, чем в двусторонней щели, и для определения проводимости излучения щели нужно пользоваться формулой

$$G_{\Sigma 0 \Pi H}^{\text{III}} = 2R_{\Sigma}/(120\pi)^2$$
. (8.29)

Простые однощелевые антенны имеют различные области применения. Они используются как слабонаправленные связные антенны летательных аппаратов и прорезаются в металлической обшивке аппарата, не ухудшая его аэродинамических показателей. Широкое применение получили щелевые облучатели зеркальных антенн.

Для обеспечения чисто активного значения $G_{\rm BX}^{\rm III}$ требуется укорочение щели на 5...10 %. Более точно величину укорочения определяют из формулы $\Delta l/l = -0.225/\ln(l/a)$, где l — расчетная резонансная длина щели, $a = \Delta/4$ — радиус электрического вибратора, в четыре раза меньший ширины щели Δ .

9. СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

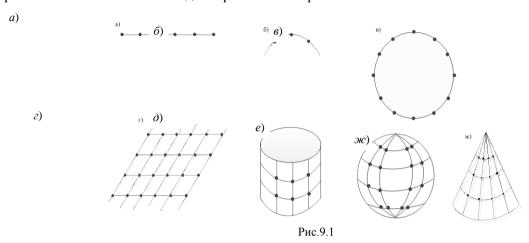
9.1. Решетки излучателей

9.1.1. Основные определения

Основные полуволновые излучатели обладают слабыми направленными свойствами. Для формирования остронаправленного излучения необходимо применять антенну, размеры которой намного больше длины волны. В качестве такой антенны обычно используют систему излучателей, между которыми распределяется подводимая от генератора мощность. Поля этих излучателей интерферируют в пространстве, при этом в одних направлениях суммарное поле усиливается, а в других ослабляется. Результирующая ДН системы зависит от расположения излучателей в пространстве, а также от амплитуд и фаз токов в этих излучателях. Различают непрерывные и дискретные системы излучателей. Непрерывной называют такую систему, в которой излучатели раз-

мещены непрерывно по некоторой линии, поверхности или в некотором объеме. Группа лей, расположенных на некотором расстоянии друг от друга, образует дискретную систему, часто называемую антенной решеткой (AP). Элементами AP могут быть как одиночные излучатели, (например, симметричные вибраторы, щели, рупоры), так и сложные антенны, которые, в свою очередь, являются антенными решетками, состоящими из более простых элементов.

AP, в зависимости от способа расположения излучателей, подразделяются на линейные (рис.9.1, a–a), поверхностные и объемные (рис.9.1, z–x). На практике широко используют линейные (рис.9.1, a), плоскостные (рис.9.1, z), цилиндрические (a), конические (x) и сферические (a) решетки. Объемные AP находят ограниченное применение.



9.1.2. Теорема умножения диаграмм направленности

Определим в точке M поле излучения AP, состоящей из N одинаковых излучателей, расположенных в ограниченном объеме V (рис.9.2). Пусть точка M расположена в дальней зоне. В этом случае результирующее поле в точке M равно векторной сумме полей излучения ее элементов:

$$\dot{E} = \sum_{n=1}^{N} \dot{E}_n \ . \tag{9.1}$$

Комплексная амплитуда электрического поля n-го элемента AP может быть представлена в векторной форме

$$\dot{E}_{n} = iCA_{n}e^{i\psi_{n}}\frac{e^{-i\gamma R_{n}}}{R_{n}}F_{n}(\theta_{n}\varphi_{n})\dot{p}_{n}. \tag{9.2}$$

Здесь A_n и ψ_n – амплитуда и фаза тока (поля) в элементе; $F_n(\theta_n, \varphi_n)$ – ДН n-го элемента; \dot{p}_n – поляризационный вектор поля n-го элемента; R_n , θ_n , φ_n – сферические координаты точки M в системе координат, центр которой совпадает с n-м элементом; C –константа, зависящая от вида излучателя.

Поле в дальней зоне находим, учитывая, что линии, соединяющие точку M со всеми элементами AP, можно считать параллельными (рис.9.2).

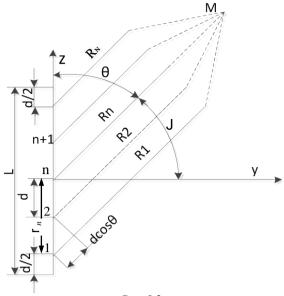


Рис. 9.2

Тогда $\theta_1 = \theta_2 = \theta_n = \dots = \theta_N = \theta$; $\phi_1 = \phi_2 = \phi_n = \dots = \phi_N = \phi$ и $R_n = R_1 - \rho_n \cos \theta_n$.

Вводя безразмерное амплитудное распределение токов (полей) по системе излучателей $a_n = A_n/A_1$ и подставляя (9.2) в (9.1), получаем

$$\dot{E} = \frac{iCA_1}{R_1} e^{-i\gamma R_1} \sum_{n=1}^{N} a_n e^{i\psi_n} e^{-i\gamma \rho_n \cos \theta_n} F_n(\theta, \varphi) \dot{p} . \tag{9.3}$$

При большом числе излучателей с различной поляризацией определение ДН в общем случае требует громоздких вычислений. Однако на практике часто применяются AP, состоящие из идентичных и одинаково ориентированных в пространстве излучателей. Для них

$$F_1(\theta, \phi) = F_2(\theta, \phi) = \dots = F_n(\theta, \phi) = \dots = F_N(\theta, \phi) = F_0(\theta, \phi);$$

$$\dot{p}_1 = \dot{p}_2 = \dots = \dot{p}_n = \dots = \dot{p}_N = \dot{p}$$
.

Тогда формула (9.3) принимает вид

$$\dot{E} = \frac{CA_1}{R_1} i e^{-i\gamma R_1} \dot{p} F_0(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N a_n e^{i\psi_n} e^{-i\gamma \rho_n \cos \theta_n} . \tag{9.4}$$

Введем обозначение

$$\sum_{n=1}^{N} a_n e^{i\psi_n} e^{-i\gamma\rho_n \cos\theta_n} = f_c(\theta, \varphi) , \qquad (9.5)$$

из которого следует, что амплитудная ДН системы излучателей

$$f(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) f_c(\theta, \varphi). \tag{9.6}$$

Формула (9.6) является математическим выражением теоремы умножения ДН. Для выяснения смысла множителя $f_c(\theta, \phi)$ предположим, что каждый излучатель ненаправленный (изотропный), тогда $F_0(\theta, \phi)=1$ и $f_c(\theta, \phi)=f(\theta, \phi)$. При этом диаграмма направленности системы идентичных и одинаково ориентированных в пространстве направленных излучателей есть произведение ДН одиночного излучателя, входящего в систему, на множитель системы, представляющий собой диаграмму направленности такой же системы, но состоящей из ненаправленных излучателей. Теорема умножения значительно упрощает расчеты, так как позволяет заменить суммирование большого числа членов вычислением произведения двух сомножителей.

9.1.3. Комплексные сопротивления системы излучателей

Излучатели AP рассматриваются как нагрузки для генераторов и характеризуются входными комплексными сопротивлениями. Знание этих сопротивлений необходимо для расчета и осуществления такого питания излучателей, при котором обеспечивается амплитудно-фазовое распределение токов, необходимое для получения заданной ДН.

АР обычно представляет собой систему, между элементами которой существует электромагнитная связь. Пусть имеется решетка, состоящая из N излучателей. Обозначим напряжения, подводимые к излучателям от генераторов, $\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_N$, а токи на входах излучателей $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dot{I}_N$.

AP можно рассматривать как систему из N связанных контуров, поэтому для такой решетки можно записать следующую систему N алгебраических уравнений:

$$\begin{split} \dot{U}_{1} &= \dot{I}_{1}\dot{Z}_{11} + \dot{I}_{2}\dot{Z}_{12} + \ldots + \dot{I}_{n}\dot{Z}_{1n} + \ldots \dot{I}_{N}\dot{Z}_{1N}; \\ \dot{U}_{2} &= \dot{I}_{1}\dot{Z}_{21} + \dot{I}_{2}\dot{Z}_{22} + \ldots + \dot{I}_{n}\dot{Z}_{2n} + \ldots \dot{I}_{N}\dot{Z}_{2N}; \\ &\cdots \\ \dot{U}_{N} &= \dot{I}_{1}\dot{Z}_{N1} + \dot{I}_{2}\dot{Z}_{N2} + \ldots + \dot{I}_{n}\dot{Z}_{Nn} + \ldots \dot{I}_{N}\dot{Z}_{NN}. \end{split}$$

Здесь $\dot{\mathbf{Z}}_{nk}$ при $n \neq k$ характеризует связь между n-м и k-м излучателями и называется взаимным сопротивлением, а коэффициент вида $\dot{\mathbf{Z}}_{nn}$ представляет собой собственное сопротивление n-го излучателя, т. е. его сопротивление при отсутствии остальных (N-1) излучателей. Из принципа взаимности следует, что $Z_{nk} = Z_{kn}$.

Для того чтобы при заданных токах найти требуемые напряжения на излучателях (и наоборот), необходимо знать собственные и взаимные сопротивления излучателей.

Если первое уравнение системы поделить на \dot{I}_1 , то результат деления представляет комплексное сопротивление первого излучателя при наличии остальных излучателей:

$$\dot{U}_{1}/\dot{I}_{1} = \dot{Z}_{1} = \dot{Z}_{11} + \frac{\dot{I}_{2}}{\dot{I}_{1}}\dot{Z}_{12} + \dots + \frac{\dot{I}_{n}}{\dot{I}_{1}}\dot{Z}_{1n} + \frac{\dot{I}_{N}}{\dot{I}_{1}}\dot{Z}_{1N}.$$

Величина $\dot{Z}_{\text{вн}} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{12} + ... + \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{1n} + ... + \frac{\dot{I}_N}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{1N}$ представляет собой комплексное сопротивление,

вносимое в первый излучатель всеми остальными излучателями. Оно рассчитывается методом наведенных ЭДС [2] или определяется по таблицам.

Кратко метод наведенных ЭДС для двух вибраторов сводится к расчету дополнительной мощности, отдаваемой генератором, питающим первый вибратор для компенсации касательной составляющей вектора $\dot{E}_{\tau 12}$ на проводящей поверхности первого вибратора, создаваемой вторым вибратором, расположенным вблизи первого. Эту мощность можно интерпретировать (при неизменном напряжении на зажимах генератора) как внесение в первый вибратор дополнительного сопротивления.

9.2. Прямолинейные излучающие системы

9.2.1. Основные определения

Линию, вдоль которой расположены излучатели, называют осью системы. Если расстояние между соседними излучателями вдоль оси есть величина постоянная для данной антенной решетки, то она называется эквидистантой. Находят применение также неэквидистантные AP, у которых это расстояние изменяется по определенному закону или случайным образом.

Если амплитуды токов, протекающих по излучателям системы, одинаковы, то ее называют равноамплитудной. Линейно-фазной называют такую систему, у которой вдоль линии расположения излучателей фазы токов изменяются по линейному закону. Вариантом линейно-фазной является синфазная система, у которой фазы токов всех излучателей одинаковы.

Дискретные и непрерывные прямолинейные системы, у которых главный лепесток ДН ориентирован перпендикулярно линии расположения излучателей, называют системами поперечного излучения. Если главный лепесток ориентирован вдоль линии расположения источников, то эта система продольного или осевого излучения. Если же главный лепесток образует с линией расположения источников угол, не равный 0, $\pi/2$ или π , то это система наклонного излучения.

9.2.2. Вывод формулы множителя решетки

Совместим ось антенной решетки (AP) с осью z и будем отсчитывать координату z от излучателя I (рис.9.2). Предположим, что прямолинейная AP эквидистантная $z_n = (n-1)d$, равноамплитудная $a_1 = a_2 = ... = a_n = ... = a_N = 1$ и линейно-фазная $\psi_1 = 0; \psi_2 = -\psi; \psi_3 = -2\psi; \psi_n = -(n-1)\psi;; \psi_N = -(N-1)\psi$, где ψ – сдвиг фаз между токами (полями) в соседних излучателях. Пусть ψ <0, т. е. фаза тока каждого последующего излучателя отстает от фазы тока предыдущего излучателя. Подставляя значения a_n и ψ_n в формулу (9.4), учитывая, что n-й излучатель удален от 1-го на расстояние $\rho_n = (n-1)d$, и опуская знак вектора, получаем

$$\dot{E} = i \frac{CA_1}{R_1} e^{-i\gamma R_1} F_0(\theta, \varphi) \dot{p} \sum_{n=1}^{N} a_n e^{-i(n-1)\psi_n} e^{i\gamma(n-1)d\cos\theta_n} . \tag{9.7}$$

Заметим, что θ есть угол между осью z и направлением на точку наблюдения M, находящуюся в дальней зоне. Этот угол для каждого конкретного расположения AP в пространстве может быть выражен через углы θ и ϕ сферической системы координат. В формуле (9.7) под знаком суммы находятся N членов геометрической прогрессии, первый член которой равен единице, а знаменатель $q = e^{i(\gamma d \cos \theta - \psi)}$. Эта сумма равна

$$S_N = \frac{1 - q^N}{1 - q} = \frac{1 - e^{i(\gamma d\cos\theta - \psi)N}}{1 - e^{i(\gamma d\cos\theta - \psi)}} \ .$$

Умножая числитель на $e^{-0.5iN(\gamma d\cos\theta-\psi)}$ и знаменатель на $e^{-0.5i(\gamma d\cos\theta-\psi)}$, подставляя значения S_N в (9.7) и выполняя несложные преобразования с помощью формулы Эйлера для комплексных чисел, получаем

$$\dot{E} = i \frac{CA_1}{R_1} e^{-0.5i(N-1)\psi_n} e^{-i\gamma[R_1 - 0.5(N-1)d\cos\theta]} \dot{p} F_0(\theta, \varphi) \frac{\sin[0.5N(\gamma d\cos\theta - \psi)]}{\sin[0.5(\gamma d\cos\theta - \psi)]}. (9.8)$$

Заметим, что $-0.5(N-1)\psi = \psi_0$ есть фаза тока (поля) в среднем излучателе AP; R_1 –0.5 (N-1)d сов θ = R_0 — расстояние от среднего излучателя до точки наблюдения M, а $A_1 = A_0$ — амплитуда тока (поля) в каждом, в том числе и в среднем, излучателе. Заменяя, кроме того, в знаменателе R_1 на R_0 , можно (9.8) представить в виде

$$\dot{E} = iCA_0 e^{i\psi_0} p(e^{-i\gamma R_0}/R_0) f(\theta, \varphi), \qquad (9.9)$$

где

$$f(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \frac{\sin[0.5N(\gamma d\cos\theta - \psi)]}{\sin[0.5(\gamma d\cos\theta - \psi)]}.$$
 (9.10)

Так как фаза поля излучения не зависит от угловых координат θ и ϕ или меняется скачкообразно на π при изменении знака функции $f(\theta,\phi)$, то AP имеет фазовый центр.

Из сравнения формул (9.2) и (9.9) видно, что фазовый центр находится в середине АР.

Второй сомножитель в правой части формулы (9.10) представляет собой множитель решетки $f_c(\theta)$. Удобно пользоваться нормированным выражением этого множителя:

$$F_c(\theta) = \sin[0.5N(\gamma d\cos\theta - \psi)]/(N\sin[0.5(\gamma d\cos\theta - \psi)]). \tag{9.11}$$

9.2.3. Анализ множителя решетки

Излучатели AP обычно являются слабонаправленными, поэтому ДН одиночного излучателя $F_0(\theta, \varphi)$ мало влияет на ДН всей антенной решетки $f(\theta, \varphi)$. Основное влияние оказывает множитель решетки. Рассмотрим его особенности.

Выражение (9.11) есть уравнение некоторой поверхности. Так как функция $F_c(\theta)$ зависит от угла, отсчитываемого от оси решетки, и не зависит от угла, отсчитываемого в плоскости, перпендикулярной этой оси, то множитель определяет поверхность вращения относительно оси решетки. Анализ множителя упрощается, если ввести обобщенную угловую координату

$$u = 0.5N(\gamma d\cos\theta - \psi) = 0.5N\gamma d(\cos\theta - \psi/\gamma d). \tag{9.12}$$

В точке наблюдения M (рис.9.2) поле излучения каждого последующего излучателя опережает поле излучения предыдущего на величину $\gamma d\cos\theta$ за счет геометрической разности хода волн и от-

стает по фазе на величину ψ за счет сдвига фаз между токами (полями) в соседних излучателях. Следовательно, величина ($\gamma d\cos\theta - \psi$) равна наблюдаемой в точке M разности фаз полей соседних излучателей. Обобщенная угловая координата в N/2 раз больше этой величины.

С учетом (9.12) нормированный множитель решетки

$$F_c(u) = \frac{\sin u}{N\sin(u/N)}.$$
 (9.13)

Величина ψ/d равна сдвигу фазы возбуждающих решетку токов (полей), приходящемуся на единицу длины решетки. Будем считать, что эта величина представляет собой коэффициент фазы γ' для некоторого совпадающего с осью решетки воображаемого фидера, питающего все излучатели. Пусть длина волны в этом фидере равна Λ . Так как длина отрезка фидера между соседними излучателями равна d, то $\psi = \gamma' d = 2\pi d/\Lambda$. Отношение γ'/γ можно рассматривать как коэффициент замедления волны в фидере $\xi = \gamma'/\gamma = -\lambda/\Lambda = \psi/\gamma d$.

Учитывая оба равенства, можно (9.12) представить в виде

$$u = 0.5N\gamma d(\cos\theta - \xi) = 0.5\gamma L(\cos\theta - \xi), \tag{9.14}$$

где L = Nd — эквивалентная длина AP, при определении которой принимаем, что каждому излучателю соответствует отрезок длиной d вдоль оси z (рис. 9.3).

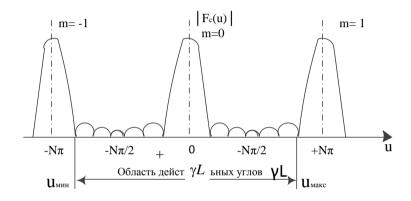


Рис. 9.3

Рассмотрим функцию $|F_{\rm c}(u)|$. Эта функция периодическая с периодом, равным $N\pi$. На рис.9.3 приведен график функции $|F_{\rm c}(u)|$ для N=7. На графике можно отметить следующие характерные направления.

1. Направление главных лепестков (главных максимумов), в которых функция $|F_c(u)|$ достигает максимума и, следовательно, AP наиболее интенсивно излучает. Обобщенную угловую координату для этих направлений можно определить, приравняв к нулю знаменатель функции $|F_c(u)|$, что приведет к условию

$$u_{\text{fil}} = mN\pi, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$
 (9.15)

Подставляя это условие в формулу (9.11) и раскрывая неопределенность вида [0/0], получаем $|F_{\rm c}(u_{\rm гл})|=1$. Число m определяет порядок лепестков. Так, например, числу m=0 соответствует лепесток нулевого порядка, числу m=-1 – лепесток минус первого порядка и т. д.

Соотношение (9.15) означает, что в направлении любого главного лепестка поля излучений двух соседних излучателей отличаются по фазе на целое число раз по 2π , следовательно, поля всех излучателей в этом направлении синфазны и складываются арифметически.

2. Направления боковых лепестков. Так как при больших N функция $\sin u$ изменяется значительно быстрее, чем $\sin(u/N)$, то приближенно можно считать, что боковые лепестки соответствуют экстремальным значениям числителя выражения (9.13), т. е. условию

$$\sin u = \pm 1$$
, или $u = (2m - 1) \pi/2$, $m = \pm 1, \pm 2$. (9.16)

3. Направления, в которых излучение отсутствует (направления «нулей» ДН). Выражение (9.13) равно нулю, если числитель равен нулю, а знаменатель не равен нулю. Этому соответствует условие $u = m\pi$. Здесь $m = \pm 1, \pm 2$, но $m \neq pN$, где p – целое число. Очевидно, что условию m = pN соответствуют не нули, а дополнительные главные лепестки. Можно показать, что между соседними главными лепестками имеется (N-1) нулей и (N-2) боковых лепестков. Приведенные выше

условия, определяющие направления главных и боковых лепестков и нулей, могут быть с учетом (9.12) представлены в виде

$$\cos \theta_{\text{\tiny FJI}} = m \lambda / d + \xi, \, m = 0, \, \pm 1, \, \pm 2, \, ...;$$

$$\cos \theta_{\text{\tiny SOK}} = (2m - 1) \lambda / (2L) + \xi \, m = 0, \, \pm 1, \, \pm 2, \, ...; \qquad (9.17)$$

$$\cos \theta_0 = m \lambda / L + \xi, \, m = \pm 1, \, \pm 2, \, ... \, .$$

Угол θ может изменяться в пределах $0 \le \theta \le 180^\circ$. Эту область углов, в которой $|\cos \theta| \le 1$, принято называть областью действительных углов, или областью видимости. Условию $|\cos \theta| > 1$ соответствует область мнимых углов, или область невидимости. Хотя формально функция $F_c(u)$ задана для любых значений u, при вычислении ДН практический интерес представляет лишь тот интервал значений u, который соответствует области действительных углов θ . Из (9.14) следует, что границам области действительных углов соответствуют следующие значения обобщенной угловой координаты: $u_{\text{max}} = 0.5\gamma L(1-\xi)$ и $u_{\text{min}} = -0.5\gamma L(1+\xi)$. Длина интервала видимости $u_{\text{max}} - u_{\text{min}} = \gamma Nd = \gamma L$.

АР формирует столько главных лепестков, сколько имеется чисел m, при которых $|\cos\theta_{\rm rn}| \le 1$ (9.17). Обычно требуется, чтобы формировался один основной главный лепесток, т. е. отсутствовали другие, так называемые побочные главные лепестки.

Пусть в области действительных углов существует главный лепесток порядка m. Чтобы этот порядок не превышался, должны удовлетворяться противоречащие математическому смыслу неравенства $\cos\theta_{\rm rn} > 1$ для лепестка порядка (m+1) и $\cos\theta_{\rm rn} < -1$ для лепестка порядка (-m-1). Подставляя эти соотношения в (9.16), легко показать, что условие максимума главного лепестка порядка, равного m, имеет вид

$$d/\lambda < (1+m)/(1+|\cos\theta_{r\pi}|).$$
 (9.18)

Обычно главный лепесток нулевого порядка m=0 является основным. Из (9.17) для него имеем $\cos\theta_{\rm rn}=\xi$ и условие (9.18) принимает вид

$$d/\lambda < 1/(1+|\xi|). \tag{9.19}$$

Граничные значения обобщенных координат u_{max} и u_{min} , при которых в области действительных углов нет побочных главных лепестков, показаны на рис.9.3.

Положением главного лепестка в пространстве можно управлять, изменяя частоту сигнала (частотное управление) или линейный набег фазы ψ (фазовое управление) (см. формулу (9.17)).

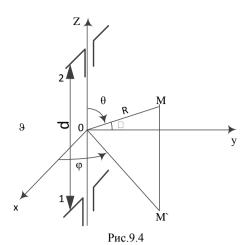
9.2.4. Некоторые варианты прямолинейных равноамплитудных систем излучателей

Простейшие AP могут состоять из двух вибраторов. Предположим, что в AP входят два полуволновых параллельных симметричных вибратора I и 2. Углы θ , ϕ будем отсчитывать так, как показано на рис.9.4. Пусть амплитуды токов, питающих вибраторы, одинаковы $I_1 = I_2$. В зависимости от фазовых соотношений токов различают три случая.

Синфазные вибраторы. Пусть сдвиг фаз между токами вибраторов равен нулю. Найдем ДН системы в плоскости yOz, перпендикулярной осям вибраторов и соответствующей $\phi = \pi/2$ (рис.9.5, a. θ).

Воспользуемся теоремой умножения ДН (9.6). Так как одиночный вибратор в плоскости yOz (ϕ = 90°) обладает максимальной направленностью при любых θ , то $F_0(\theta)$ =1. Для определения множителя решетки обратимся к выражению (9.11). В него нужно подставить N=2, ψ =0, тогда

$$F_{c}(\theta) = \cos\left(\frac{\gamma d}{2}\cos\theta\right) = \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\theta\right).$$



На (рис.9.5, a, b) изображены ДН, рассчитанные по этой формуле для $d_1 = \lambda/2$ и $d_2 = \lambda$.

С ростом расстояния между излучателями увеличивается число лепестков нормированной ДН. Максимумы всех лепестков одинаковы, равны единице и ориентированы в тех направлениях, в которых разность хода волн от двух вибраторов равна, согласно (9.17), целому числу длин волн:

$$d\cos\theta_{\text{\tiny PJI}} = m\lambda; m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Нули ДН соответствуют тем направлениям, в которых разность хода волн равна, согласно (9.17), нечетному числу полуволн:

$$d\cos\theta_{\text{EM}} = (2m-1)\lambda/2; m = 0, \pm 1, \pm 2, ...$$

Найдем теперь ДН в плоскости xOz, содержащей вибраторы, т. е. в плоскости, для которой ϕ =0. ДН одиночного резонансного вибратора описывается формулой (8.26), в которой угол θ отсчитывается от оси вибратора (рис. 9.5, δ), $F_0(\theta)$ = $\cos(0.5\pi\cos\theta)/\sin\theta$.

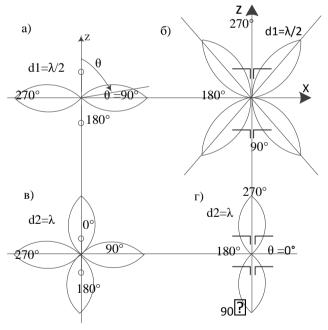


Рис.9.5

Множитель решетки в плоскости xOz рассчитывается так же, как и в плоскости yOz, но в данном случае

$$F(\theta) = \frac{\cos(0.5\pi\cos\theta)}{\sin\theta}\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\theta\right).$$

ДН, рассчитанные по этой формуле для двух значений d/λ , изображены на рис. 9.5, δ , ϵ .

Вибраторы с взаимным совигом фаз токов, равным $\pm \pi/2$. Пусть расстояние между вибраторами I и 2 (рис.9.6) равно $\lambda/4$, ток I_2 отстает от тока I_1 на $\pi/2$. Подставляя в (9.11)

 $N=2, \psi=-\pi/2, d=\lambda/4$, получаем $F_c(\theta)=\cos[\pi(\cos\theta-1)/4]$. ДН, рассчитанная по этой формуле, имеет единственный максимум (рис.9.6, пл. E), ориентированный в сторону излучателя 2 с отстающей фазой тока, и единственный ноль, ориентированный в сторону излучателя I. По отношению к излучателю I излучатель 2 является директором.

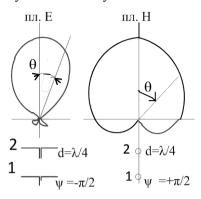


Рис. 9.6

Рассматривая эту же систему излучателей можно сделать второй вывод. Излучатель I, имеющий ток, опережающий на $\pi/2$ ток второго излучателя, является по отношению к нему рефлектором. Директор 2 как бы направляет электромагнитную волну излучателя I в свою сторону. Рефлектор I как бы отражает электромагнитную волну излучателя 2 и направляет ее в сторону излучателя 2.

9.2.5. Непрерывные системы излучателей

От прямолинейной дискретной AP можно перейти к непрерывной системе, если беспредельно увеличивать число излучателей $(N \rightarrow \infty)$, уменьшая одновременно расстояние d между ними, но так, чтобы эквивалентная длина решетки L=Nd оставалась по-

стоянной. Тогда в пределе придем к непрерывной системе (рис.9.3), а формула (9.11) примет вид $F_c(\theta) = \sin[0.5\gamma L(\cos\theta - \xi)]/[0.5\gamma L(\cos\theta - \xi)].$ (9.20)

Такой же результат получится, если суммирование в (9.7) заменить интегрированием, и ненормированный множитель линейной антенной системы приобретает вид

$$f_{c}(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} a(z) \exp(j\gamma z \cos \theta) dz,$$

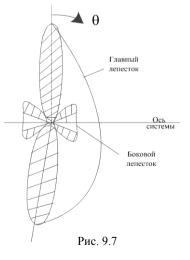
где $a(z)=|a(z)|\exp[i\psi(z)]$ – функция распределения возбуждения по длине непрерывной антенной системы. Воспользовавшись (9.14), получим

$$F_{\rm c}(u) = \sin u/u. \tag{9.21}$$

Данная функция четная, непериодическая и имеет одно наибольшее значение при u=0. Таким образом, главный лепесток (рис. 9.7) ориентирован в направлении, определяемом формулой $\cos\theta_{\rm гл}=\xi$, справедливой также для главного лепестка нулевого порядка дискретной системы. Боковые лепестки ДН убывают по мере удаления от главного лепестка.

Расчет направленных свойств непрерывных систем во многих случаях проще, чем расчет дискретных систем равных размеров. Поэтому практический интерес представляет возможность замены расчета дискретной системы расчетом эквивалентной ей, непрерывной. Обе системы считаются эквивалентными, если их ДН мало отличаются друг от друга как в области главного, так и боковых лепестков.

Так как у непрерывной системы, как отмечалось выше, боковые лепестки убывают при удалении от главного лепестка, то для обеспечения эквивалентности необходимо, чтобы такой особенностью отличалась и дискретная система. Это требование будет удовлетворено, если модуль обобщенной угловой координаты и будет не больше половины периода функции $F_{\rm c}(u)$, $|u| \leq N\pi/2$ или (рис.9.3). Подставляя в это неравенство значения из (9.12) и полагая $\theta = \pi$ (при этом абсолютная величина и максимальна), получаем



$$d/\gamma \le 1/2(1+\xi)$$
. (9.22)

Расчеты показывают, что с увеличением числа излучателей в AP различие между ДН дискретной системы и эквивалентной ей непрерывной быстро уменьшается. Так, например, уже при шести синфазных излучателях и $d \approx \lambda/2$ ширина главных лепестков отличается лишь на 1,2 %, а уро-

вень первого бокового лепестка – на 9,1 %. С учетом этого рассмотрим некоторые непрерывные системы, результаты которых можно распространить и на эквивалентные дискретные системы.

9.2.6. Системы поперечного излучения (синфазные системы)

Пусть все излучатели системы возбуждаются в фазе ($\psi=0$). Тогда в формулах (9.11) и (9.14) коэффициент замедления $\xi=0$, а обобщенная координата $u=0.5\gamma L\cos\theta$. Сделаем подстановку $\theta=\pi/2-9$. При этом $u=0.5\gamma L\sin\theta$, где $\theta=0.5\gamma L\sin\theta$, где $\theta=0.5\gamma L\sin\theta$ от перпендикуляра к оси системы (рис.9.3). Согласно формуле (9.21), главный лепесток ориентирован под углом $\theta=0.5\gamma L\sin\theta$, т. е. в поперечном относительно оси AP направлении. Поля всех элементов системы складываются в направлении $\theta=0.5\gamma L\cos\theta$ арифметически, так как эти поля синфазны.

Ближайшие к главному лепестку нули ДН согласно соотношению (9.17) соответствуют индексам $m=\pm 1$. Подставляя в (9.7) эти значения m, получаем формулу для расчета ближайших к главному лепестку направлений нулей ДН:

$$\sin \theta_0 = \pm \lambda / L. \tag{9.23}$$

При большой длине системы ($L>>\lambda$) можно приближенно считать $\sin\vartheta_0 \sim \vartheta_0$, тогда ширина главного лепестка на уровне нулевой мощности равна

$$2\theta_0 \approx 2\lambda/L$$
 рад = $115\lambda/L^\circ$. (9.24)

Для определения ширины ДН на уровне половинной мощности нужно положить $F_c(u_{0,5})$ =0,707. Решая трансцендентное уравнение $\sin u_{0,5}/u_{0,5}$ =0,707, получаем u=1,39 рад. Так как $u_{0,5}$ =0,5 $\gamma L\sin \vartheta_{0,5}=0,5$, то $\sin \vartheta_{0,5}=0,44\lambda/L$. При большой длине системы ($L>>\lambda$) можно положить $\sin \vartheta_{0,5}\approx \vartheta_{0,5}$. При этом ширину ДН на уровне половинной мощности находят по формуле

$$29_{0.5} \approx 0.89 \lambda / L \text{ pa}_{\text{A}} = 51 \lambda / L^{\circ}.$$
 (9.25)

Ориентация боковых лепестков определяется формулой (9.17). Подставим значения $u_{6\pi}$ = (2m-1) π /2 в формулу (9.21), найдем уровень боковых лепестков

$$F_c(u_{6\pi}) = 2/(2m-1)\pi$$
; $m = -1, \pm 2, ...$

Уровень первого (m = 2) бокового лепестка наибольший и составляет 0,212.

Коэффициент направленного действия можно определить по формуле (8.12), в которой функцию $F(9,\phi)$ нужно заменить функцией $F_c(\theta)$ (9.21). Перейдем к обобщенной угловой координате $u=0.5\gamma L\cos\theta$, получаем

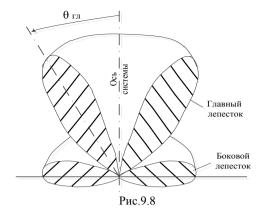
$$D_0 = \frac{2\pi L}{\lambda \int\limits_{-\pi L/\lambda}^{\pi L/\lambda} \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 du}.$$

Величину интеграла в знаменателе можно оценить, считая длину излучающей системы L бесконечной. Учитывая, что $\int\limits_{-\infty}^{\infty} [\sin u/u]^2 du = \pi$, будем иметь $D_0 \approx 2L/\lambda$. Следовательно, КНД синфазной прямолинейной системы прямо пропорционален ее длине.

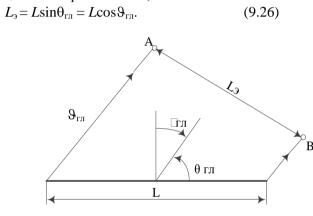
Условие единственности главного лепестка ДН синфазной дискретной AP можно получить из (9.19), подставляя ξ = 0, тогда это условие принимает вид d< λ . Аналогично из (9.22) для непрерывной синфазной системы излучателей получаем d< λ /2.

9.2.7. Системы наклонного излучения

Пусть $0 < \xi < 1$, что для дискретной системы эквивалентно неравенствам $0 < \psi < \gamma d$. Так как $|\xi| < 1$, то в области действительных углов существует главный лепесток, ориентированный согласно (9.17) под углом θ_{rn} =arccos ξ к оси системы, причем $0 < \theta_{rn} < \pi/2$. Так как функции $F_c(\theta)$ (9.20) и $F_c(u)$ (9.21) определяют поверхность вращения относительно оси системы, то главный лепесток образует коническую воронку (рис.9.8), угол при вершине которой равен $2\theta_{rn}$. Главный лепесток ориентирован в том направлении, в котором поля излучения всех элементов складываются в фазе.



Следовательно, вдоль отрезка AB (рис.9.9), перпендикулярного направлению главного лепестка, поля излучения синфазны. Можно рассматривать этот отрезок как синфазную систему. Это дает основание считать, что по форме ДН синфазная система длиной L_3 и система наклонного излучения длиною L равноценны. Из рис.9.9 ясно, что



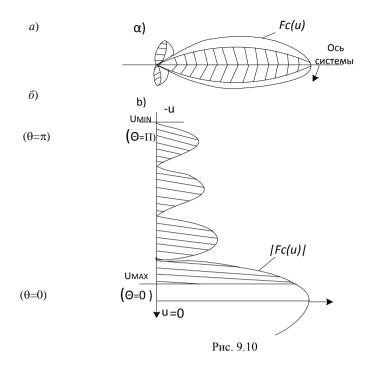
Таким образом, эквивалентная длина системы L_9 имеет простое геометрическое толкование: это проекция длины системы наклонного излучения на направление линии равных фаз излученной волны. Ширина ДН может быть рассчитана по формулам (9.23) и (9.25), в которые вместо L нужно подставить L_9 .

Рис.9.9

Следовательно, при приближении луча к оси системы его ширина увеличивается по закону $1/\cos 9_{\text{гл}}$. Уровень боковых лепестков при наклонном и поперечном излучении одинаков. Если $-1 < \xi < 0$, то все выводы остаются справедливыми, но главный лепесток находится в пределах $\pi/2 < \theta < \pi$.

9.2.8. Системы осевого излучения

Пусть ξ =1, что для дискретной системы эквивалентно равенству ψ = γd . Согласно условию (9.17) главный лепесток ориентирован в направлении $\theta_{r,r}$ = 0 (рис.9.10, a). Подобная ориентация главного лепестка сохранится и в том случае, когда коэффициент замедления несколько больше единицы. Такие системы получили название систем осевого или продольного излучения.



При $\xi > 1$ соответствующая углу $\theta = 0$ правая граница области действительных углов $u_{\text{max}} = 0.5 \gamma L(1 - \xi)$ расположена так, что $u_{\text{max}} < 0$. Из (рис. 9.10, δ) видно, что при этом максимальное значение множителя системы, в отличие от случая $\xi = 1$, меньше единицы (ДН в области действительных углов заштрихована). В то же время уровень боковых лепестков не изменяется. Это приводит к росту относительной величины боковых лепестков.

Формулу нормированного множителя системы при $\xi > 1$ можно получить, поделив функцию (9.21) на значение этой функции при $\theta = 0$:

$$F_{\rm c}(u) = \frac{(\xi - 1)\sin[0.5\gamma L(\xi - \cos\theta)]}{\sin[0.5\gamma L(\xi - 1)](\xi - \cos\theta)]}.$$

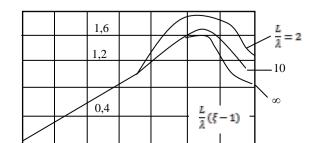
Направления ближайших к главному лепестку нулей ДН определяются из условия (9.17), в которое нужно подставить m=-1,

$$\cos\theta_0 = \xi - \lambda/L. \tag{9.27}$$

При $\xi > 1$ ширина главного лепестка меньше, чем при $\xi = 1$. Таким образом, увеличение ξ влияет на КНД системы осевого излучения двояким образом: из-за сужения главного лепестка КНД должен возрастать, а из-за роста боковых лепестков убывать. Следовательно, для каждого значения длины антенны должно существовать оптимальное замедление $\xi_{\text{опт}}$, при котором КНД максимален. Удовлетворительный компромисс между сужением главного лепестка ДН и ростом боковых лепестков достигается при расположении границы области видимости в точке $u_{\text{max}}(\theta=0) \approx -\pi/2$ — это условие оптимальности, так как обеспечивает максимальный КНД линейной антенны заданной длины с замедленной фазовой скоростью. В развернутом виде условие оптимальности выглядит следующим образом: $-\pi/2 \approx \pi L(1-|\xi|)/\lambda$. Отсюда обычно получают два соотношения:

$$|\xi_{\text{OHT}}| \approx 1 + \lambda/2L; L_{\text{OHT}} \approx \lambda/[2(|\xi|-1)],$$

которые позволяют найти необходимый оптимальный коэффициент замедления при заданной длине антенны или вычислить оптимальную длину при заданном коэффициенте замедления. При большой длине антенны ширину ДН на уровне нулевой мощности можно приближенно определить, разложив $\cos\theta_0$ (9.27) в степенной ряд и ограничившись двумя первыми членами ряда. Если ξ =1, то $2\theta_0\approx 2\sqrt{2\lambda/L}$ рад = $161,6\sqrt{2\lambda/L}$ град и очевидно, что в случае осевого излучения ширина ДН при одинаковых λ/L больше и увеличение длины антенны приводит к более медленному сужению главного лепестка, чем в случае антенны поперечного излучения (9.24). Однако система поперечного излучения имеет узкую диаграмму направленности лишь в одной плоскости, в то время как система с осевым излучением – в обеих плоскостях.



Заметим, что условие единственности главного лепестка ДН АР осевого излучения можно получить из (9.22), подставив $\xi = 1$, тогда это условие примет вид $d < \lambda / 2$. Изменение КНД и формы множителя направленности линейной антенны при варьировании коэффициента замедления ξ показано на рис. 9.11. Коэффициент A связан с D формулой $D = 4A(L/\lambda)$.

9.2.9. Системы излучателей с неравноамплитудным распределением

Равноамплитудные системы находят широкое применение на практике, так как обеспечивают самый узкий главный лепесток ДН. Однако эти системы, как показано выше, имеют сравнительно большой уровень боковых лепестков. Между тем, желательно уменьшить этот уровень, особенно в случаях, когда с направления боковых лепестков могут поступить интенсивные помехи. С этой целью применяют системы с неравноамплитудным распределением токов (полей). Если в системе излучателей изменять характер амплитудного распределения, то это будет приводить к изменению ширины главного лепестка и уровня боковых лепестков. Расчеты показывают, что чем сильнее спадает к краям системы амплитудное распределение, тем шире главный лепесток и меньше уровень боковых лепестков. Можно подобрать такое оптимальное амплитудное распределение, при котором уровень боковых лепестков является минимальным для заданной ширины главного лепестка или ширина главного лепестка оказывается минимальной для заданного уровня боковых лепестков.

Найдем оптимальное амплитудное распределение для эквидистантной синфазной АР. Пусть АР состоит из нечетного числа (2N+l) ненаправленных излучателей (рис.9.12). Предположим, что AP синфазна. Полярный угол 9 отсчитывается от нормали к АР.

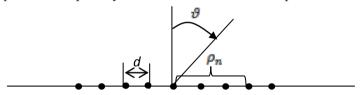


Рис. 9.12

Тогда, подставляя в (9.5) ψ_n =0 и θ_n = $\pi/2$ - θ , получаем множитель системы $f_{\rm c}(\theta) = \sum_{n=-N}^N a_n e^{i\gamma\rho_n\sin\theta} \ .$

$$f_{c}(\theta) = \sum_{n=-N}^{N} a_{n} e^{i\gamma \rho_{n} \sin \theta}.$$

Пусть амплитудное распределение симметрично $a_n = -a_n$. Кроме того, учтем, что n-й излучатель удален от середины AP на расстояние $\rho_n = nd$, тогда

$$f_{c}(\vartheta) = a_0 + 2 \sum_{n=-N}^{N} a_n \cos nu ,$$

где $u = \gamma d \sin \vartheta$.

Обозначим $\cos u = x$. Из тригонометрии известно, что косинус кратного угла ($\cos nu$) может быть представлен в виде полинома степени n от $\cos u$. Следовательно, множитель системы можно запи-

сать в виде $f_c(9) = \sum_{n=0}^{N} B_n x^n$. Коэффициенты $B_0, B_1, ..., B_N$ определяются через коэффициенты

 $a_0, a_1, ..., a_N$ путем решения системы (N+1) алгебраических уравнений.

Можно показать, что оптимальное амплитудное распределение соответствует такому выбору коэффициентов $a_0, a_1, ..., a_N$, следовательно, и коэффициентов $B_0, B_1, ..., B_N$, при котором множитель системы выражается полиномом Чебышева $T_n(\alpha x)$, где α – постоянная величина, определяемая ниже.

Таким образом,

$$f_{c}(\vartheta) = \sum_{n=0}^{N} B_{n} x^{n} = T_{2N}(ax).$$
 (9.28)

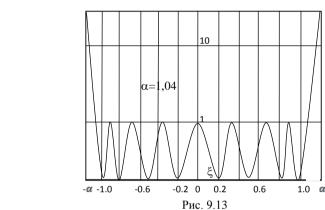
Напомним, что полиномы Чебышева записываются в виде

$$T_n(\xi) = \cos(n \arccos \xi) \text{ при } -1 < \xi < 1,$$
 (9.29)

$$T_n(\xi) = \text{ch}(n \text{ arch}\xi)$$
 при $\xi < -1$ и $\xi > 1$. (9.30)

Подставим значения n:

$$T_0(\xi)=1$$
; $T_1(\xi)=\xi$; $T_2(\xi)=2\xi^2-1$; $T_3(\xi)=4\xi^3-3\xi$; $T_4(\xi)=8\xi^4-8\xi^2+1$.



_ξ

Для иллюстрации свойств полиномов Чебышева на рис. 9.13 приведен график полинома $T_8(\xi)$. В интервале $-1 < \xi < 1$ наибольшие (по абсолютной величине) значения функции $T_n(\xi)$ равны единице, за пределами этого интервала с ростом $|\xi|$ функция монотонно возрастает, причем скорость нарастания наибольшая из всех известных полиномов той же степени. Число максимумов в этом интервале равно (n-1).

Если выбрать $\alpha > 1$, то монотонно возрастающая часть графика $T_n(\alpha x)$ будет соответствовать главному лепестку ДН. Направление главного лепестка определяется значениями $\theta = 0$; u = 0; x = 1; $\xi = \alpha$ (рис.9.13). Следовательно, величина главного максимума равна $f_c(0) = T_n(\alpha) = \operatorname{ch}(n \operatorname{arch}\alpha)$.

Степень полинома Чебышева n на единицу меньше числа излучателей AP. Так как максимумы боковых лепестков равны единице, то их относительный уровень составляет

$$F_{\text{бок}} = 1/\text{ch}(n \operatorname{arch}\alpha).$$
 (9.31)

Первые нули ДН (ближайшие к главному лепестку) определяются наибольшим корнем уравнения $T_n(\alpha\xi)=0$. Учитывая (9.29) получаем $n\arccos\alpha\xi_0=\pi/2$, откуда $\xi_0=(1/\alpha)\times\cos(\pi/2n)$. Так как $x=\cos(\gamma d\sin\theta)$, то приравняв $x=\xi_0$, получим

$$\sin \theta = \arccos[\cos(\pi/2n)/\alpha]/\gamma d. \tag{9.32}$$

Можно показать, что $2\,\vartheta_0>0$ (ширина главного лепестка на нулевом уровне) для полинома Чебышева имеет наименьшую величину из всех полиномов той же степени.

Если задан уровень боковых лепестков, то из (9.31) можно найти параметр α , а из (9.32) – ширину главного лепестка по нулям.

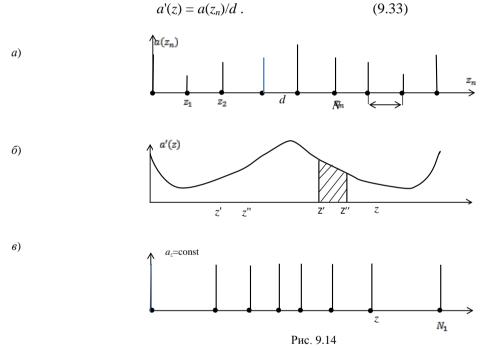
Оптимальность рассчитанной таким образом ДН является следствием того, что из всех полиномов степени n полином Чебышева $T_n(\xi)$ наименее уклоняется от нуля на отрезке $-1 \le \xi \le 1$. Следовательно, ДН, описываемая полиномом, имеет наименьший уровень боковых лепестков. Для нахождения оптимального амплитудного распределения необходимо в (9.28) приравнять коэффициенты при одинаковых степенях и таким образом определить коэффициенты B_N . Затем,

используя указанную ранее связь между коэффициентами a_0, a_1, \dots и B_0, B_1, \dots , рассчитать амплитудное распределение.

Оптимальные распределения не всегда можно реализовать, поэтому часто ограничиваются квазиоптимальными. Кроме оптимальных и квазиоптимальных амплитудных распределений, в теории антенн известны различные виды спадающих к краям амплитудных распределений, позволяющих за счет некоторого расширения главного лепестка уменьшить уровень боковых лепестков. Следует отметить, что численные характеристики антенн со спадающим к краям амплитудным распределением сохраняются неизменными в режиме сканирования, если только луч не приближается к оси антенны ближе двух-трех значений его ширины по половинной мощности.

9.2.10.Неэквидистантные антенные решетки

Боковые лепестки при заданной ширине главного лепестка могут быть ослаблены не только оптимальным амплитудным распределением в эквидистантой AP, но и оптимальным расположением излучателей в неэквидистантной равноамплитудной AP. Эти две системы в некотором смысле эквивалентны друг другу. Пусть имеется эквидистантная AP с неравноамплитудным, близким к оптимальному распределением амплитуды $a(z_n)$, где z_n – координата n-го излучателя, n=1, 2, ...N (рис. 9.14, a). Для простоты рассуждений положим, что N велико, а расстояния d между соседними излучателями малы. Тогда дискретную AP можно заменить непрерывной системой с линейной плотностью тока по системе (амплитудным распределением), равной



Функция a'(z) ступенчатая, однако, полагая, что токи в соседних излучателях отличаются не резко и учитывая малость d, эта функция на рис. 9.14, δ изображена плавной кривой. Площадь, ограниченная кривой a'(z) и осью абсцисс, определяет полный ток системы. Разобьем эту площадь на N_1 площадок одинаковой величины A, тогда

$$A = \frac{1}{N_1} \int_{z=0}^{L} a'(z) dz$$
,

где L- длина системы излучателей. Рассмотрим одну площадку, соответствующую отрезку $\Delta z = z^{''} - z^{'}$ (рис.9.14, б). Для нее

$$A = \int_{z-z'}^{z=z''} a'(z)dz.$$

Заменим теперь непрерывную систему решеткой N_1 дискретных излучателей, абсциссы которых равны абсциссам центров тяжести указанных выше площадок, а амплитуды равны величине A

(рис.9.14, в). Так как линейные плотности токов этих двух систем равны, то $A/\Delta z = a'(z)$ или $\Delta z = A/a'(z)$. Подставим значение a'(z) из (9.33): $\Delta z = Ad/a(z_n)$. Расстояния между соседними излучателями неэквидистантной AP при больших N_1 практически равны Δz , следовательно, они обратно пропорциональны величинам токов в соответствующих излучателях эквидистантной AP.

Практическая реализация неэквидистантной AP проще, чем реализация эквидистантной неравноамплитудной решетки. Другим достоинством неэквидистантной AP является то, что разности хода лучей от соседних излучателей различны для любого направления, кроме нормального к оси AP. Поэтому у неэквидистантной AP подавлены побочные главные максимумы. При заданной ширине ДН число излучателей неэквидистантной AP может быть меньше, чем у эквидистантной, поскольку ширина ДН зависит в основном от длины AP и в меньшей степени от закона расположения ее излучателей.

9.2.11. Влияние фазовых искажений на параметры линейной антенны

Синфазное либо линейное фазовое распределение возбуждения в линейной антенне приводит к синфазному сложению излучений отдельных элементов в направлении главного максимума. На практике из-за несовершенства конструкции распределителя, а также из-за ошибок изготовления отдельных элементов антенной системы линейность фазового возбуждения часто оказывается нарушенной, что ведет к искажению формы ДН и снижению КНД. При этом ситуация оказывается различной в случаях детерминированных (систематических) и случайных фазовых искажений.

Распределение детерминированных фазовых ошибок по длине антенны обычно является достаточно гладким, в связи с чем принято представлять его в форме степенного ряда

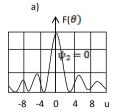
$$a(z) = |a(z)| \exp i[\psi(z) - \eta \gamma z];$$

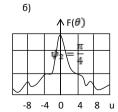
$$\psi(z) = \psi_1(2z/L) + \psi_2(2z/L)^2 + \psi_3(2z/L)^3 + \dots, \tag{9.34}$$

где |a(z)| – амплитудное распределение; $\exp(-i\eta\gamma z)$ – задаваемое заранее фазовое распределение, обеспечивающее сканирование; $\psi(z)$ – распределение фазовой ошибки возбуждения. Величины ψ_j , j=1, 2, ..., представляют собой максимальные значения фазовой ошибки степени j на краю антенны, т. е. при z=L/2. Выясним характерные искажения формы ДН, возникающие из-за отдельных слагаемых в ряде (9.34) для функции $\psi(z)$.

Наличие линейных фазовых искажений не нарушает общего линейного закона распределения фазы возбуждения, а лишь изменяет величину коэффициента замедления, который становится равным $\eta_{_{\rm 9KB}} = \eta - 2\psi/(\gamma L)$. Это приводит лишь к сдвигу характеристики направленности на некоторый угол в сторону конца антенны, получившего дополнительное запаздывание.

Квадратичные фазовые искажения, как показывают вычисления, проведенные по формуле (9.5), не вызывают смещения максимума множителя направленности, однако приводят к расширению главного лепестка и «заплыванию» минимумов излучения. Наиболее сильно квадратичные фазовые искажения сказываются при равномерном амплитудном распределении. Здесь для случая $\psi_2 > \pi$ наблюдается даже раздвоение главного лепестка. При спадающем амплитудном распределении наиболее сильно расфазированные края антенны дают меньший вклад в общее излучаемое поле и искажения диаграммы направленности меньше. Для сравнения на (рис.9.15, a) изображен множитель линейной равноамплитудной решетки излучателей при отсутствии квадратичных фазовых ошибок, на (рис.9.15, a) при равноамплитудном и на (рис.9.15, a) при косинусоидальном амплитудном распределении и наличии максимальной квадратичной ошибки $\psi = \pi/2$.





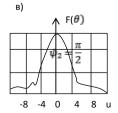


Рис. 9.15

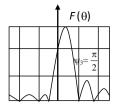


Рис.9.16

Кубические фазовые искажения. Результаты расчетов показывают, что прежде всего сдвигается максимум диаграммы направленности в сторону конца антенны с дополнительным фазовым запаздыванием (рис.9.16). Помимо того, расширяется и становится несимметричным главный лепесток, уровень боковых лепестков по одну сторону главного лепестка увеличивается, а по другую уменьшается, причем возрастание наблюдается с той стороны, в которую смещается главный максимум излучения.

Влияние случайных фазовых ошибок на параметры линейной антенны в простейшем случае [3] рассчитывают путем подстановки в (9.5) или (9.20) амплитудно-фазового распределения возбуждения в виде

$$a(z)=a_0\exp i[\psi(z)-\eta\gamma z],$$

где $\psi(z)$ – стационарный случайный процесс с нулевым средним значением и известной величиной дисперсии $\alpha = \overline{\psi^2}(z)$. Обычно $\alpha <<1$. Структурная функция, т. е. средний квадрат разности фаз между двумя любыми точками z_1 и z_2 , зависит только от расстояния $\Delta z = z_1 - z_2$ по закону

$$K(z_1, z_2) = \sqrt{[\psi(z_1) - \psi(z_2)]^2} = \sqrt{\alpha[1 - \exp(-\Delta z^2/\rho^2)]}$$
,

где ρ – характерный размер, называемый радиусом корреляции. Из формулы следует, что средне-квадратическая разность фаз между точками, разнесенными на расстояние ρ , составляет около $0.79\sqrt{\alpha}$ рад, т. е. случайные отклонения фазы в этих точках почти не коррелированы между собой.

Каждой реализации возбуждения соответствует реализация множителя направленности антенны

$$f_c(\theta) = a_0 \int_{-L/2}^{L/2} \exp i [\gamma z (\cos \theta - \xi) + \psi(z)] dz.$$

Если произвести усреднение по большому числу реализаций множителя направленности (усреднение по ансамблю), то можно установить зависимость средних параметров линейной антенной системы от величины дисперсии фазовых ошибок α и радиуса корреляции ρ. После этого рассчитывают следующие характеристики:

- форму средней диаграммы направленности;
- среднее значение КНД в направлении максимума излучения;
- наиболее вероятный уровень боковых лепестков.

9.3. Плоские излучающие системы

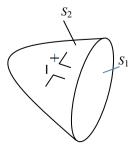
9.3.1. Основные определения и исходные соотношения

Линейная система излучателей позволяет получить антенну с узкой ДН только в одной плоскости, которая проходит через ось решетки. Чтобы сузить луч антенны и в другой плоскости, т. е. сформировать игольчатую ДН, необходимо разместить излучающую систему в простейшем случае на плоской поверхности, выбрав ее размеры достаточно большими в сравнении с длиной волны. Таким образом, мы приходим к остронаправленной антенне в виде непрерывного или дискретного распределения источников электромагнитного поля в пределах плоской поверхности (раскрыва). Форма раскрыва может быть произвольной: прямоугольной, круглой, эллиптической и т. д.

9.3.2. Апертурные антенны

Простейшая апертурная антенна (рис.9.17) лическое тело с внутренней S_1 и внешней S_2

Первичным источником электромагнитбудитель I, например симметричный наводятся поверхностные токи. Полное поле вается ИЗ полей возбудителя всех использовать ределения онжом метод тором каждый элемент поверхности Герца. Данный метод расчета является



представляет собой метал-поверхностями.

ной энергии является тор. На поверхностях S_1 и S_2 излучения антенны складыностных токов. Для его верхностных токов, при коривается как излучатель точно точным, но отличает-

89

ся математической сложностью и применяется редко.

Значительно проще апертурный метод, при котором предполагают, что токи на внешней поверхности S_2 ничтожно малы. Это предположение тем более обосновано, чем больше размер раскрыва по сравнению с длиной волны. Таким образом, расчет поля апертурной антенны сводится к основанному на принципе Гюйгенса расчету поля источников, расположенных в ее раскрыве. Из этого принципа следует, что каждый элемент поверхности раскрыва можно рассматривать как элементарный источник электромагнитных волн — излучатель Гюйгенса. Составляющие поля излучения этого источника определяются по формулам (7.34).

Пользуясь этими формулами и производя интегрирование по раскрыву, можно определять поле излучения, т. е. решать апертурным методом так называемую внешнюю задачу электродинамики. Однако чтобы решить эту задачу, нужно знать распределение амплитуд, фаз и поляризации поля в раскрыве. Нахождение этого распределения при заданном первичном источнике возбуждения составляет так называемую внутреннюю задачу, которая часто оказывается более сложной, чем внешняя, и решается методом геометрической оптики.

Для получения наибольшего коэффициента направленного действия плоского раскрыва стремятся сделать распределение поля в нем синфазным. Иногда это не удается выполнить из-за неточностей в изготовлении антенны или ее конструктивных особенностей. В ряде случаев несинфазность создается умышленно для получения ДН специальной формы. Амплитудное распределение поля в раскрыве в общем случае является неравномерным. Поляризация поля в разных точках раскрыва может быть различной, однако электрический вектор в каждой точке можно разложить на две компоненты, например (рис.9.18) параллельные координатным осям, а затем найти поле излучения, обусловленное каждой из этих компонент. Поэтому, не уменьшая общности рассуждений, можно считать, что в плоском раскрыве S произвольной формы, лежащем в плоскости xoy, электрический вектор E_s всегда параллелен оси x (рис.9.18). Выберем на раскрыве элементарную площадку dS. Рассматривая ее как излучатель Гюйгенса и полагая, что характеристическое сопротивление волны, набегающей на раскрыв первичного источника, равно 120π , выразим меридиональную и азимутальную составляющие поля излучения этой площадки формулами (7.35).

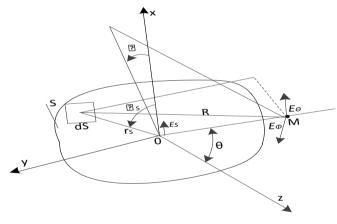


Рис. 9.18

Тогда

$$d\dot{E}_{\theta} = \frac{i}{2\lambda} \frac{e^{-i\gamma R}}{R} (1 + \cos\theta) \cos\phi \dot{E}_{s} dS \cdot \overline{1}\theta;$$

$$d\dot{E}_{\phi} = -\frac{i}{2\lambda} \frac{e^{-i\gamma R}}{R} (1 + \cos\theta) \sin\phi \dot{E}_{s} dS \cdot \overline{1}\phi. \tag{9.35}$$

Здесь R — расстояние от площадки dS до точки M, расположенной в дальней зоне; θ и ϕ — угловые координаты точки M в сферической системе координат, начало которой совпадает с серединой S. Составляющие полного поля излучения определяются интегрированием по раскрыву:

$$\dot{E}_{\theta} = \frac{i}{2\lambda} \frac{e^{-i\gamma R}}{R} (1 + \cos\theta) \cos\phi \int_{S} \dot{E}_{s} dS ;$$

$$\dot{E}_{\phi} = -\frac{i}{2\lambda} \frac{e^{-i\gamma R}}{R} (1 + \cos\theta) \sin\phi \int_{S} \dot{E}_{s} dS . \tag{9.36}$$

9.3.3. Плоскостные антенные решетки

Рассмотрим эквидистантную дискретную систему излучателей, образующих плоскую антен-

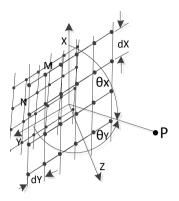


Рис. 9.19

ную решетку (рис.9.19). Плоская решетка состоит из рядов, параллельных оси y и столбцов, параллельных оси x. Пусть все излучатели возбуждаются токами (полями) одинаковой интенсивности a_0 , а фазы токов изменяются по рядам и столбцам по линейному закону. Пусть N и M — числа излучателей в столбцах и рядах; d_x и d_y — расстояния между соседними излучателями по осям x и y; θ_x и θ_y — углы, отсчитываемые от осей x и y; ψ_x и ψ_y — сдвиги фаз между токами соседних излучателей вдоль осей x и y.

Каждый столбец, состоящий из N излучателей, представляет собой прямолинейную эквидистантную, равноамплитудную, линейнофазную AP. Диаграмму направленности такой AP в соответствии с (9.10) можно переписать в виде

$$f_N(\theta_x) = F_0(\theta_x, \theta_y) \frac{\sin[0.5N(\gamma d_x \cos\theta_x - \psi_x)]}{\sin[0.5(\gamma d_x \cos\theta_x - \psi_x)]} = F_0(\theta_x, \theta_y) \frac{\sin u_x}{\sin(u_x/N)}.(9)$$

$$.37)$$

Заменяя каждый столбец одним излучателем, можно перейти от плоскостной AP к эквивалентной ей прямоугольной AP идентичных M излучателей, расположенных вдоль оси y (рис.9.19). Ясно, что к этой AP применима теорема умножения ДH, в которой теперь под ДH одиночного излучателя следует понимать выражение $f_N(\theta_x)$.

Для определения множителя прямолинейной решетки $f_c(\theta_y)$ учтем, что она является эквидистантной, равноамплитудной и линейно-фазной:

$$f_{M}(\theta_{x}) = \frac{\sin[0.5N(\gamma d_{y}\cos\theta_{y} - \psi_{y})]}{\sin[0.5(\gamma d_{y}\cos\theta_{y} - \psi_{y})]} = \frac{\sin u_{y}}{\sin(u_{y}/M)}.$$
 (9.38)

Подставляя (9.37) и (9.38) в (9.10), получаем выражение ДН плоскостной АР в виде

$$f(\theta_x, \theta_y) = F_0(\theta_x, \theta_y) \frac{\sin u_x}{\sin(u_x/N)} \frac{\sin u_y}{\sin(u_y/M)}, \qquad (9.39)$$

где u_{x}, u_{y} – обобщенные угловые координаты,

$$u_x=0.5\gamma d_x[\cos\theta_x-\psi_x/(\gamma d_x)]=0.5\gamma L_x(\cos\theta_x-\xi_x),$$

$$u_y=0.5\gamma d_y[\cos\theta_y-\psi_y/(\gamma d_y)]=0.5\gamma L_y(\cos\theta_y-\xi_y);$$

 L_x , L_y — размеры AP вдоль осей x и y; ξ_x и ξ_y — соответствующие коэффициенты замедления, $\xi_x = \psi_x/(\gamma d_x)$, $\xi_y = \psi_y/(\gamma d_y)$.

Два последних сомножителя, входящих в формулу (9.39), образуют множитель плоскостной AP. Каждый из сомножителей можно проанализировать так же, как множитель линейной решетки (9.10).

Плоскостные решетки позволяют формировать лучи игольчатой и веерной форм, а также лучи специальной, например, косекансной формы. Ширина луча в плоскости xoz определяется размером L_x , а в плоскости yoz — размером L_y решетки. Величинами линейного фазового сдвига ψ_x и ψ_y вдоль осей x и y можно управлять, изменяя углы наклона главного лепестка по отношению к этим осям, т. е. осуществлять сканирование луча по двум координатам.

9.3.4. Излучение из непрерывного раскрыва прямоугольной формы

Рассмотрим простейший случай излучения прямоугольного раскрыва с синфазным распределением поля (рис.9.20). Пусть точка наблюдения M находится в дальней зоне и имеет декартовы координаты x, y, z и сферические R_0 , ϑ , φ .

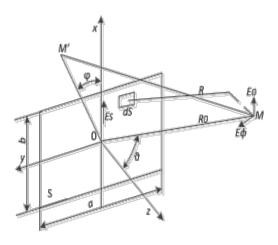


Рис.9.20

Зададим на раскрыве элементарную площадку dS с координатами x_S, y_S, z_S . Точка M удалена от этой площадки на расстояние

$$R = \sqrt{(x-x_S)^2 + (y-y_S)^2 + z^2}$$
.

Представим R в виде

$$R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - (2xx_S + 2yy_S) + x_S^2 + y_S^2}$$
 или $R = \sqrt{R_0^2 - (2xx_S + 2yy_S) + x_S^2 + y_S^2}$.

Так как $x_S << R_0$ и $y_S << R_0$, то, разлагая R в степенной ряд, ограничиваясь членами первого порядка малости, получаем

$$R \approx R_0 - (xx_S + yy_S)/R_0$$
; $x = R_0 \sin \theta \cos \varphi$; $y = R_0 \sin \theta \sin \varphi$,

тогда $R \approx R_0 - (x_S \sin \Theta \cos \phi + y_S \sin \Theta \sin \phi)$. Подставляя значения R в формулы (9.35) и (9.36) и учитывая, что $dS = dx_S \cdot dy_S$, получаем для полного поля излучения выражение:

$$\dot{E} = \frac{1}{2\lambda R} e^{-i\gamma\theta} (\overline{1} 9\cos\varphi - \overline{1} \varphi \sin\varphi) \times$$

$$\times (1+\cos\theta) \int_{-b/2-a/2}^{b/2} \int_{-b/2-a/2}^{a/2} \dot{E}_S e^{i\gamma(x_S\sin\theta\cos\phi+y_S\sin\theta\sin\phi)} dx_S dy_S. \qquad (9.40)$$

Если в формуле (9.40) положить 9 = 0, то экспоненциальный множитель (под интегралом) равен единице и величина двойного интеграла максимальна. Множитель $(1+\cos 9)$ при этом тоже максимален. Следовательно, главный лепесток ориентирован перпендикулярно синфазному раскрыву независимо от вида амплитудного распределения. Однако амплитудное распределение влияет на форму ДН.

В простейшем случае равномерного амплитудного распределения E_S = E_0 = const. Выносим в (9.40) \dot{E}_S за знак интеграла. При этом двойной интеграл в (9.40) можно представить в виде произведения двух интегралов (одного по x_S , другого по y_S), каждый из которых имеет вид $\int e^{\alpha \eta} d\eta$. Выполним интегрирование:

$$\dot{E} = \frac{iabE_0}{2\lambda} \frac{e^{-i\gamma R_0}}{R_0} (\overline{1}9\cos\varphi - \overline{1}\varphi\sin\varphi)(1+\cos\theta) \frac{\sin u_x}{u_x} \frac{\sin u_y}{u_y}, (9.41)$$

где (1+cos9) есть ДН «одиночного» излучателя системы – элемента Гюйгенса; u_x =0,5 γb sin9cos φ , u_y =0,5 γa sin9sin φ – обобщенные координаты.

Выражение $F_{\rm c}(u_x,u_y) = \frac{\sin u_x}{u_x} \frac{\sin u_y}{u_y}$ является множителем непрерывной прямоугольной плоской

системы излучателей. Задаваясь различными значениями угла ϕ , можно найти ДН в меридиональных плоскостях, содержащих ось z. Наибольший интерес представляют ДН в главных плоскостях раскрыва.

Полагая в (9.41) $\varphi = 0$ и опуская не зависящие от 9 множители, получаем выражение нормированной ДН в E-плоскости (xoz на рис.9.20) $F_9(9) = \frac{(1+\cos 9)\sin u_x}{2}$. Заметим, что в E-плоскости $E_{\varphi} = 0$. Полагая $\varphi = \pi/2$, аналогично получаем выражение ДН в H-плоскости (yoz на рис.9.20) $F_{\varphi}(9) = \frac{(1+\cos 9)\sin u_y}{2}$, где $u_y = 0.5$ уаsin 9. Заметим, что в H-плоскости $\dot{E}_9 = 0$.

Множители системы в главных плоскостях имеют вид функции $F(u) = \sin u/u$ такой же, как для прямолинейной амплитудной непрерывной системы, длина которой равна размеру прямоугольного раскрыва. Следовательно, в данном случае справедливы выводы относительно ширины и ориентации главного лепестка и уровня боковых лепестков, приведенные в подразд. 9.2. Так как поле в раскрыве синфазно, а амплитудное распределение равномерно, то в соответствии с формулой (8.10) получаем выражение для КНД

$$D = \frac{4\pi \left| \int_{S} \dot{E}_{S} dS \right|^{2}}{\lambda^{2} \int_{S} \dot{E}_{S}^{2} dS}, \qquad (9.42)$$

где отношение интегралов определяет эффективную площадь раскрыва, равную в данном случае S. КНД для синфазной равноамплитудной прямоугольной площадки имеет максимальное значение:

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} ab = \frac{4\pi}{\lambda^2} S. {(9.43)}$$

Нарушение синфазности и равноамплитудности поля в раскрыве, как следует из формулы (9.42), снижает КНД. Однако использование амплитудного распределения, спадающего к краям площадки, приводит к уменьшению уровня боковых лепестков при некотором расширении главного лепестка ДН. Это позволяет за счет уменьшения КНД оптимизировать отношение величин боковых и главного лепестков.

9.3.5. Излучение из непрерывного раскрыва круглой площадки

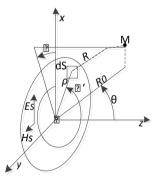


Рис. 9.21

Рассмотрим простейший случай синфазного равноамплитудного распределения. Пусть вектор E_S (рис.9.21) параллелен оси x, а H_S – оси y. В этом случае исходные выражения для расчета поля излучения будут такими же, как и для случая прямоугольной площадки. Для круглых площадок удобнее использовать полярную систему координат ρ , ϕ (рис.9.21). В полярных координатах $dS = \rho d\phi' d\rho$. Учитывая это, формулу (9.40) запишем в виде

$$\dot{E} = \frac{i}{2\lambda R} e^{-i\gamma R_0} (\overline{1}\theta \cos\varphi - \overline{1}\varphi \sin\varphi) \times \times (1 + \cos\theta) \int_{0}^{1} \int_{0}^{2\pi} E_S(\rho, \varphi') e^{i\gamma\rho \sin\theta \cos(\varphi - \varphi')} \rho d\varphi' d\rho.$$
 (9.44)

При постоянстве и синфазности поля на круглом раскрыве вследствие осевой симметрии $E_{\theta} = E_{\phi} = E_0$ поле излучения согласно (9.44) будет равно

$$\dot{E} = \frac{i}{2\lambda R} e^{-i\gamma R_0} (\overline{1}\theta\cos\varphi - \overline{1}\varphi\sin\varphi) \times$$

$$\times (1 + \cos\theta) E_0 a^2 \int_0^1 r dr \int_0^{2\pi} e^{iur\cos(\varphi - \varphi')} d\varphi =$$

$$= AE_0 2\pi a^2 \int_0^1 r J_0(ur) dr = ASE_0 2J_1(u)/u, \qquad (9.45)$$

где
$$r=\rho/a;\; u=\gamma a \sin\theta=0.5\gamma d \sin\theta;\; d=2a$$
 — диаметр площад-ки; $A=\frac{i}{2\lambda R}e^{-i\gamma R_0}(\overline{1}\theta\cos\phi-\overline{1}\phi\sin\phi)(1+\cos\theta)\;;\; J_0(z)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi}e^{iz\cos\phi}d\phi\;.$

Множители системы для круглой площадки вследствие ее осевой симметрии одинаковы и характеризуются функцией $2J_1(u)/u$, похожей на $\sin u/u$. КНД равноамплитудной синфазной круглой площадки наибольший и определяется согласно (9.44) ее площадью S.

9.4. Апертура антенны как пространственная характеристика радиосистемы

9.4.1. Электромагнитная волна как пространственно-временной сигнал

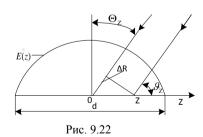
В обзорно-измерительных радиосистемах сигналом является не электрическое колебание в цепях приемника, а электромагнитная волна, перехватываемая антенной. Именно к ней относятся такие важные измеряемые параметры, как направление прихода, характеризующее угловые координаты наблюдаемого объекта, или относительная угловая скорость перемещения объекта. Электромагнитная волна имеет восемь информативных параметров: амплитуду, частоту, фазу, время прихода, два параметра, характеризующие направление прихода волны, и два параметра, характеризующие поляризационную структуру волны. Четыре последних параметра являются носителями информации о положении и скорости объекта, его конфигурации, ориентации в материале, из которого он состоит.

В обзорно-измерительных радиосистемах основной интерес представляют координаты объекта и их производные. Поскольку поляризационная структура волны практически не влияет на процесс измерения координат и их производных, в обзорно-измерительных радиосистемах оказалось возможным отказаться от ее учета. Используется скалярное описание волны, игнорирующее ее поляризационную структуру и полагающее, что от объекта принимается волна той же поляризации, что и у излучаемой.

Для скалярного описания волны, воспринимаемой раскрывом антенны, необходимо знать две скалярные входные характеристики системы: временную – сигнал и пространственную – апертуру антенны. Профессор А. А. Коростелев разработал теорию, в которой апертура антенны рассматривается как пространственная характеристика радиосистемы. Это позволяет с единых позиций определять направленные свойства практически любого типа антенн, используя прямое и обратное преобразования Фурье, которые широко применяются для описания сигнала известной формы.

9.4.2. Случай линейных антенн

Рассмотрим вначале линейную антенну с комплексным (в общем случае) распределением поля по раскрыву $\dot{E}(z)$, причем $|\dot{E}(z)_{\rm max}| = E(0) = 1$. На раскрыв шириной d под углом θ_Z к нормали па-



дает плоская гармоническая волна частотой f_0 от удаленного источника (рис.9.22).

Разность хода волны между центром раскрыва θ и произвольной точкой z на нем $\Delta R = z\sin\theta_z = zu_z$, где $u_z = \sin\theta_z = \cos\theta_z$ — направляющий косинус угла относительно оси z. Разность хода вызывает относительный фазовый сдвиг сигнала $2\pi\Delta R/\lambda = 2\pi \times zu_z/\lambda$, где $\lambda = c/f_0$ (фазу сигнала в центре раскрыва принимаем равной нулю).

Таким образом, комплексная амплитуда сигнала, воспринимае-

мого элементом Δz в точке z раскрыва антенны, пропорциональна $\dot{E}(z)=a(z)\exp(i2\pi zu_z/\lambda)dz$, а полный сигнал, принимаемый линейной антенной с направления u_z , с точностью до постоянного

коэффициента k описывается диаграммой направленности $F(u_z) = k \int\limits_{-d/2}^{d/2} a(z) e^{\frac{i2\pi z u_z}{\lambda}} dz$, в общем случае комплексной.

Множитель z/λ при u_z в показателе экспоненты играет такую же роль, как частота f при t в об-

ратном преобразовании Фурье $S(t) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} S(f) e^{i2\pi ft} \cdot df$. По аналогии введем относительную (электри-

ческую) координату раскрыва $\vartheta_z = z/\lambda$ и назовем ее угловой пространственной частотой. Кроме того, положим $k = \lambda$, а пределы интегрирования продлим до бесконечности, что не изменит значения интеграла, так как вне раскрыва функция $\alpha(z) = 0$. При таких условиях полученная формула ничем, кроме обозначений, не отличается от обратного преобразования Фурье и функцию $a(\vartheta_z) = a(z/\lambda)$ можно назвать угловым пространственным спектром.

Следовательно, как сигнал описывается комплексной огибающей и ее комплексным спектром, связанными между собой преобразованиями Фурье, так и раскрыв (апертуру) антенны можно описать комплексной диаграммой направленности $F(u_z)$ и ее угловым спектром $a(\vartheta_z)$ функцией раскрыва, которые так же связаны преобразованием Фурье. То же самое справедливо относительно $F(u_x)$ и $a(\vartheta_x)$,где $u_x = \cos \vartheta_x$, а $\vartheta_x = x/\lambda$ — угловая частота линейного раскрыва вдоль оси x. Функции $a(\vartheta_{xz})$ или $\alpha(x,z)$ определяют пространственную характеристику измерительной системы — апертуру линейной антенны. Обобщая полученные выводы, запишем прямое и обратное преобразования Фурье для апертуры линейной антенны:

$$\alpha(\vartheta_{x,z}) = \int_{-\infty}^{\infty} F(u_{x,z}) e^{-i2\pi\vartheta_{x,z}u_{x,z}} du_{x,z};$$

$$F(u_{x,z}) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\vartheta_{x,z}) e^{-i2\pi\vartheta_{x,z}u_{x,z}} d\vartheta_{x,z}.$$

$$(9.46)$$

Соотношения (9.46) для апертуры антенны подобны соотношениям прямого и обратного преобразований Фурье для сигнала. Однако сигнал обычно ограничен по длительности, и поэтому его спектр теоретически бесконечен, а антенна всегда имеет ограниченный раскрыв – конечную ширину углового спектра, и поэтому сама функция – диаграмма направленности – простирается в теоретически бесконечных пределах.

При синфазном раскрыве – вещественном угловом спектре $a(\vartheta_{x,z})$ – обеспечивается наибольшая амплитуда сигнала в направлении максимума и наиболее узкая диаграмма направленности $F(u_{x,y})$. Так как связанные по Фурье функции имеют взаимно-обратную протяженность, угловая ширина диаграммы направленности $\Delta u_{x,z}$ определяется шириной углового спектра $\Delta \vartheta_{x,z} = d_{x,z}/\lambda$:

$$\Delta u_{x,z} = 1/\Delta \vartheta_{x,z} = \lambda/d_{x,z},\tag{9.47}$$

если отсчет ширины производить на соответствующем уровне. Здесь полная аналогия отношения для длительности и ширины спектра сигнала. При этом диаграмма направленности вещественная и четная, если функция раскрыва также вещественная и четно-симметричная. Нечетная вещественная функция раскрыва дает нечетную, но чисто мнимую диаграмму направленности, что соответствует фазовому сдвигу сигнала на $\pi/2$. Поэтому антенны с асимметричной вещественной функцией раскрыва имеют комплексную диаграмму направленности. Амплитудная диаграмма направленности (модуль комплексной диаграммы) антенны с любой вещественной функцией раскрыва всегда четная.

Комплексная функция раскрыва $\dot{E}_S(9_{x,z})$ (т. е. несинфазность пространственного спектра поля по раскрыву антенны), кроме линейного набега фазы, соответствующего простому сдвигу (повороту) неискаженной диаграммы направленности $F(u_{x,z})$, вызывает ее расширение, которое рассчитывается аналогично расширению длительности сигнала при комплексном спектре с линейной фазочастотной характеристикой.

Таким образом, между характеристиками сигнала S(t) и S(f) и раскрыва антенны $F(u_{x,z})$ и $E(\vartheta_{x,z})$ существует глубокая аналогия. Это позволяет все свойства сигналов переносить на апертуру антенны. Однако у апертуры антенны имеются существенные особенности.

Амплитуда сигнала антенны дополнительно зависит от направления прихода волны $\vartheta_{x,z}$, так как на раскрыв воздействует только составляющая поля $E_{x,z} = E \sin \vartheta_{x,z} = E \sqrt{1 - u_{x,z}^2}$, параллельная плоскому раскрыву (рис. 9.23). При этом предполагается, что вектор E лежит в плоскости раскрыва; если же он перпендикулярен этой плоскости, то сигнал вообще не будет принят – в этом про-

является влияние поляризации волны. Таким образом, зависимость амплитуды сигнала антенны от угла определяется произведением $\sqrt{1-u_{x,z}^2} \cdot F(u_{x,z})$.

При фазировании антенны по направлению u_{x_0,z_0} амплитуда выходного сигнала

$$U(u_{x,z}) = k\sqrt{1 - u_{x,z}^2} F(u_{x,z} - u_{x_0,z_0})$$
(9.48)

уменьшается, но сама диаграмма направленности антенны только смещается, сохраняя форму и ширину по направляющим косинусам $u_{x,z}$. Если же отсчет вести в реальных углах $\vartheta_{x,z}$, то ширина диаграммы направленности остронаправленных антенн

$$\Delta u_{x,z} \approx \frac{\Delta u_{x_0,z_0}}{\sin \theta_{x_0,z_0}} = \frac{1}{\Delta \theta_{x_0,z_0} \sin \theta_{x_0,z_0}} \frac{\lambda}{d\sqrt{1 - u_{x_0,z_0}^2}}$$
(9.49)

возрастает в такой же степени, в какой снижается амплитуда сигнала (9.48) в направлении максимума. При этом основной лепесток у остронаправленных антенн сохраняет свою форму, а у слабонаправленных из симметричного становится асимметричным, расширяясь в сторону малых направляющих углов $9_{x,z}$. Снижение амплитуды сигнала (9.48) и расширение диаграммы направленности при ее смещении (9.49) можно трактовать как уменьшение раскрыва антенны $d\sin 9_{x,z} = d\sqrt{1-u_{x,z}^2}$, видимого с данного направления (рис.9.23).

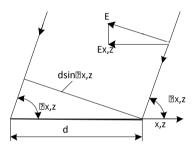


Рис. 9.23

В отличие от сигнала и его спектра, которые могут иметь неограниченную протяженность, диаграмма направленности антенны $F(u_{x,z})$ как функция переменной $u_{x,z}$ – направляющего косинуса угла $(-1 \le u_{x,z} \le 1)$ – имеет конечную протяженность

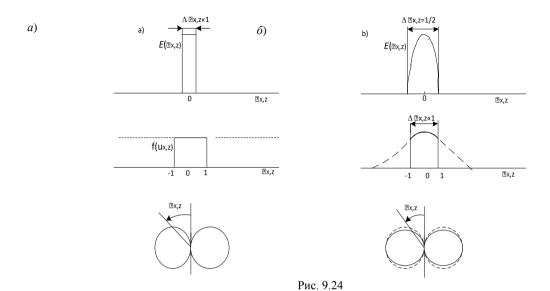
$$[u_{x,z \max} - u_{x,z \min}] = 2, (9.50)$$

а угловой пространственный спектр $E(\vartheta_{x,z})$ всегда ограничен раскрывом антенны $\vartheta_{x,z} = d_{x,z}/\lambda$. Отсюда вытекают важные следствия.

Первое состоит в том, что диаграмма направленности $F(\vartheta_{x,z})$ (по крайней мере, теоретически) бесконечна, так как при $|\vartheta_x| > d/2\lambda$ функция раскрыва $E(\vartheta_{x,z}) = 0$. Она не равна нулю при $|u_{x,z}| > 1$, что соответствует мнимым углам (косинус мнимого угла – гиперболический косинус – может превышать единицу). Той части диаграммы направленности, которая принадлежит мнимым углам, соответствует реактивная колебательная мощность. Эта мощность у остронаправленных антенн практически отсутствует, так как в область мнимых углов попадают только дальние боковые лепестки, уровень которых очень мал. У вибраторов очень малых размеров $(d/\lambda << 1)$ большая часть диаграммы направленности приходится на мнимые углы; их входное сопротивление, в основном, реактивное, что указывает на наличие преимущественно колебательной, а не излучаемой или воспринимаемой ими мощности.

У элементарного диполя, относительный размер которого $\Delta \vartheta_z = -d/\lambda << 1$ очень мал, комплексная диаграмма направленности $F(u_{x,z})$, как преобразование Фурье от функции раскрыва $E_S(\vartheta_{x,z})$, имеет очень большую протяженность в направляющих косинусах $\Delta u_{x,z} = 1/\Delta \vartheta_{x,z} >> 1$ и далеко выходит за пределы реальных углов -1,1 (рис.9.24, a). В пределах же реальных углов $F(u_{x,z}) \approx 1$, так как сигналы в раскрыве, приходящие с любого реального направления, практически синфазны ввиду пренебрежимо малой разности хода. Поэтому реальная зависимость амплитуды сигнала антенны от угла (9.48) описывается только множителем $\sin u_{x,z} = \sqrt{1-u_{x,z}^2}$. Элементарный диполь крайне неэффективно принимает и излучает колебания: мощность и входное сопротивление диполя почти чисто реактивные (емкостные у электрического и индуктивные у магнитного диполя).

Полуволновый вибратор ($d=\lambda/2$ или $\Delta u_{x,z}=d/\lambda=1/2$) имеет функцию раскрыва $E_S(\vartheta_{x,z})=\cos 2\pi \vartheta_{x,z}$, преобразование Фурье которой дает комплексную диаграмму направленности $F(u_{x,z})$ шириной $\Delta u_{x,z}=1/\Delta \vartheta_{x,z}=2$ на уровне 0,79 в пределах реальных углов -1,1 (рис.9.24, δ). Так как в этих пределах сама функция мало отличается от единицы, реальные зависимости амплитуды сигнала от направления у полуволнового вибратора и элементарного диполя (штриховые линии) очень близки.



Таким образом, формула (9.49) неприменима для определения ширины реальных диаграмм направленности слабонаправленных антенн. Значительная часть диаграммы $F(u_{x,z})$ полуволнового вибратора также приходится на мнимые углы, однако, в отличие от элементарного диполя, колебания мощности имеют резонансный характер, так как емкостная и индуктивная составляющие реактивной мощности одинаковы. Поэтому полуволновый вибратор имеет чисто активное входное сопротивление, эффективно излучает и принимает колебания. Это и обусловило его широкое использование как самостоятельной антенны или облучателя апертурных антенн, так и в составе антенных решеток.

Диаграммы направленности слабонаправленных антенн были рассмотрены только в плоскости, проходящей через ось вибратора. Фактически диаграмма направленности линейной антенны объемная, полученна как результат вращения рассмотренных плоских диаграмм вокруг оси вибратора, т. е. диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной оси вибратора, имеет вид окружности.

Другим важным следствием является то, что непрерывный раскрыв можно заменить дискретным, взятым через интервалы не более полуволны, не опасаясь неоднозначности отсчета угла. У углового спектра $E_S(\vartheta_{x,z})$ с периодом дискретизации $\delta\vartheta_{x,z}=b/\lambda$, где b – расстояние между эквидистантными излучающими элементами антенной решетки, интервал возможных углов ограничен: $[u_{x,z \text{ max}} - u_{x,z \text{ min}}] = 2$. Поэтому повторения диаграммы направленности не будет, если пространственный период $1/\delta\vartheta_{x,z}$ не меньше полного интервала углов, т.е. $\delta\vartheta_{x,z}=b/\lambda \le 1/[u_{x,z \text{ max}}-u_{x,z \text{ min}}]=1/2$. Это и означает, что для однозначного воспроизведения угла расстояние между вибраторами должно удовлетворять условию $b\le\lambda/2$. При этом, если вибраторы решетки имеют чисто активное входное сопротивление (например, полуволновые), повторяющиеся пики множителя решетки в области мнимых углов не играют никакой роли.

Использование фазированных антенных решеток (Φ AP) позволяет управлять амплитудой и фазой сигналов в каждой точке раскрыва, что невозможно в антеннах со сплошным раскрывом.

9.4.3. Случай плоских антенн

Большинство реальных антенн имеет плоский двумерный раскрыв. Комплексная диаграмма направленности плоской антенны $F(u_x,u_y)$ и ее двумерный спектр – функция раскрыва $E_S(\theta_x,\theta_y)$ связаны между собой двумерными преобразованиями Фурье, прямым и обратным:

$$E_S(\theta_x, \theta_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(u_x, u_y) e^{-i2\pi(\theta_x u_x + \theta_y u_y)} du_x du_y;$$

$$F(u_x,u_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} E_S(\theta_x,\theta_y) e^{i2\pi(\theta_x u_x + \theta_y u_y)} d\theta_x d\theta_y.$$

Причем $|E_S(\theta_x\theta_y)|_{\max} = E_S(0,0) = 1$. Ширина двумерной диаграммы направленности синфазной плоской антенны $\Delta(u_x, u_y)$ определяется шириной двумерного углового спектра $\Delta(\theta_x\theta_y) = S/\lambda^2$ (S – площадь раскрыва):

$$\Delta(u_x, u_y) = 1/\Delta(\theta_x, \theta_y) = \lambda^2/S. \tag{9.51}$$

Здесь, как и у линейной антенны, отсчет функций $\Delta(u_x, u_y)$ и $\Delta(\theta_x, \theta_y)$ ведется на уровне, зависящем от конкретного вида функций $F(u_x, u_y)$ и $E_S(\theta_x, \theta_y)$. При отсчете обеих функций на уровне 0,707 в формуле (9.51) единица заменяется близким к ней коэффициентом, так же зависящим от вида функций.

При комплексном двумерном угловом спектре $E_S(\theta_x, \theta_y)$, т.е. несинфазном плоском раскрыве, справедливо соотношение

$$\Delta(u_x, u_y) = N_x N_y / \Delta(\theta_x, \theta_y)$$
 (9.52)

и диаграмма направленности расширяется в N раз по каждой из двух координат. Фазированием сигналов ее можно сжать до минимальной ширины (9.51).

Если функции раскрыва по осям x и y независимы, т. е. $E_S(\theta_x,\theta_y) = E_S(\theta_x)E_S(\theta_y)$ и, следовательно, $F(u_x,u_y) = F(u_x)F(u_y)$, то $S = dx\,dy$, $\Delta(\theta_x,\theta_y) = \Delta\theta_x\Delta\theta_y$ и $\Delta(u_x,u_y) = \Delta u_x\Delta u_y$, где $\Delta\theta_x$ и $\Delta u_x\Delta u_y$ и $\Delta\theta_y$ связаны между собой соотношением (9.47). Условие независимости выполняется только для прямоугольного раскрыва, стороны которого параллельны осям x и y, а y антенны с круглым и эллиптическим раскрывом такое разделение невозможно.

Телесный угол, занимаемый диаграммой направленности плоской синфазной антенны,

$$\Omega_{A} = \frac{\Delta(u_{x}, u_{y})}{\cos \theta_{z_{0}}} = \frac{\Delta(u_{x}, u_{y})}{\sqrt{1 - u_{x0}^{2} - u_{y0}^{2}}} = \frac{\lambda}{S\sqrt{1 - u_{x0}^{2} - u_{y0}^{2}}}$$

зависит от направления фокусирования остронаправленной антенны относительно нормали к раскрыву – направляющего косинуса $u_{z0} = \sqrt{1 - u_{x0}^2 - u_{y0}^2}$ – и определяется видимой с этого направления площадью раскрыва $S\sqrt{1 - u_{x0}^2 - u_{y0}^2}$. Расширение смещенной диаграммы направленности по каждой из двух угловых координат отдельно, согласно (9.52), определяется множителями $\sqrt{1 - u_{x0}^2}$ и $\sqrt{1 - u_{y0}^2}$. Таким образом, плоская неподвижная антенна обеспечивает постоянное разрешение $\Delta(u_x, u_y)$ по направляющим косинусам, а не по реальным углам, телесный угол возрастает при отклонении от нормали к раскрыву.

10. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

10.1. Открытый конец волновода

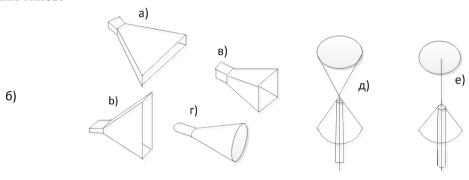
Открытый конец волновода можно рассматривать как простейшую слабонаправленную антенну СВЧ. Для прямоугольного волновода с волной H_{10} размеры сечения определяются неравенствами $\lambda/2 < a < \lambda, b < \lambda/2$. При таких размерах ширина главного лепестка ДН по половинной мощности в плоскости E составляет 146°, в плоскости H-96°. Другой особенностью волноводных излучателей является их относительно плохое согласование со свободным пространством. Из-за резкого изменения условий распространения электромагнитной волны при переходе от волновода к свободному пространству, коэффициент отражения для стандартных волноводов достигает по модулю 0,25...0,30.

В силу указанных недостатков антенна в виде открытого конца волновода находит ограниченное применение. Обычно она используется там, где требуется широкая ДН и где сравнительно сильное отражение от конца не играет существенной роли (например, в случае приемных антенн). Открытый конец волновода может быть использован в качестве облучателя более сложных антенн или как элемент Φ AP.

10.2. Рупорные антенны

Основными типами рупорных антенн являются: секторальные в плоскости H (рис.10.1, a) и в плоскости E (рис.10.1, b), пирамидальный (рис.10.1, b) и конический (рис.10.1, c). На (рис.10.1, b) и зображены биконическая и дискоконусная антенны, которые по принципу действия могут быть отнесены к рупорным антеннам.

Для пояснения принципа действия рупорной антенны рассмотрим ее продольное сечение (рис.10.2, a). Энергия от генератора через отрезок волновода поступает к горловине рупора и распространяется вдоль него в виде расходящейся волны. Небольшая часть энергии отражается от горловины в сторону генератора. Коэффициент отражения тем больше, чем больше угол раскрыва рупора $2\theta_0$. Кроме волны основного типа (рис.10.2, a), у горловины рупора возникают волны высших типов.

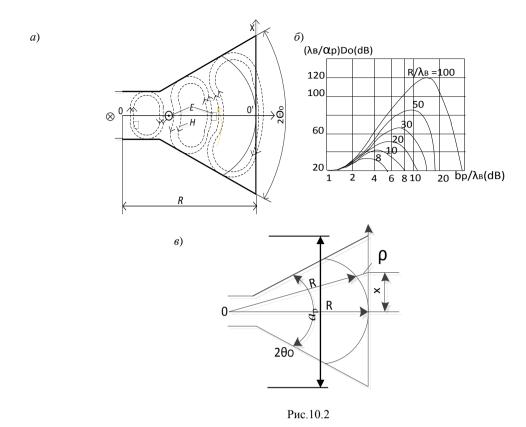


Обычно угол раскрыва $2\theta_0$ и длину рупора R выбирают так, чтобы высшие типы волн быстро затухали. Плавное увеличение сечения волновода улучшает также согласование его со свободным пространством. Увеличение раскрыва рупора в плоскости H приводит к приближению длины волны в рупоре $\lambda_{\rm B} = \lambda/\sqrt{1-(\lambda/2a_{\rm p})^2}$ к длине волны в свободном пространстве λ , а волнового сопротивления $Z_{\rm B} = Z_{\rm C}/\sqrt{1-(\lambda/2a_{\rm p})^2}$ к сопротивлению свободного пространства $Z_{\rm C} = 120\pi$ Ом. Плоская волна в рупоре плавно преобразуется в цилиндрическую в случае секториального рупора и в сферическую в пирамидальном и коническом рупоре (рис. 10.2, a). При этом в раскрыве возникают фазовые искажения, которые определяются (рис. 10.2, b) с помощью выражения $(R+p)^2 = R^2+x^2$. Возводя левую часть в квадрат и пренебрегая ρ^2 по сравнению с $2R\rho$, так как $R>>\rho$, получаем $2R\rho\approx x^2$, откуда разность хода $\rho\approx x^2/2R$, или несинфазность $\Delta\psi_x=2\pi\rho/\lambda\approx\pi x^2/(\lambda R)$.

Рис.10.1

Таким образом, фаза поля в раскрыве меняется приблизительно по квадратичному закону. Максимальный сдвиг фазы поля в раскрыве относительно его середины (точки O), очевидно, будет на краях рупора и составит $\Delta \psi_{\text{max}} = \frac{\pi a_p^2}{2\lambda R}$.

Квадратичные фазовые искажения приводят к уменьшению КНД (см. формулу (9.34)).



Таким образом, КНД рупорной антенны зависит от площади раскрыва. Увеличение раскрыва ведет одновременно к увеличению КНД и квадратичной несинфазности поля в раскрыве, вследствие несинфазности КНД уменьшается. Следовательно, существует оптимальное соотношение между длиной рупора R и величиной его раскрыва, при котором КНД максимален. На рис.10.2, g для H-секториального рупора приведены зависимости изменения КНД- D_0 от размеров рупора $\lambda_{\rm B}/a_{\rm p}$, $b_{\rm p}/\lambda_{\rm B}$, и относительной длины рупора $R/\lambda_{\rm B}$, где $\lambda_{\rm B}$ – длина волны в волноводе. Подобные графики существуют и для E-рупоров.

Можно показать, что для E-секториального рупора максимально допустимый фазовый сдвиг $\Delta\psi_{\max}=3\pi/4$, что соответствует следующему соотношению между оптимальной длиной рупора, размерами $a_{\rm p}$ и длиной волны λ : $R_{\rm ont}{}_H=a_{\rm p}{}^2/3\lambda$. Для E-секториального рупора $\Delta\psi_{\max}=\pi/2$ и соответственно $R_{\rm ont}{}_E=b_{\rm p}{}^2/2\lambda$.

Графики зависимости КНД H- и E-секториального рупоров от относительной ширины при различной длине рупора позволяют найти $\lambda D_H/b_p$, $\lambda D_E/a_p$, $D_{\text{пир}}$ пирамидального рупора:

$$D_{\text{пир}} = \frac{\pi}{32} \left(\frac{\lambda}{a_{\text{p}}} D_E \right) \left(\frac{\lambda}{b_{\text{p}}} D_H \right).$$

Рупорные антенны просты по конструкции, широкополосны, обладают высоким КНД и малыми боковыми лепестками, используются как эталонные антенны, как облучатели более сложных антенн, а также в составе антенных решеток.

10.3. Зеркальные антенны

Основные типы однозеркальных антенн: параболоидная (рис.10.3, a) и параболоцилиндрическая (рис.10.3, δ). Зеркала в этих антеннах преобразуют сферическую и цилиндрическую волну, излучаемую точечным или соответственно линейным облучателем в плоскую волну (при передаче) и наоборот (при приеме).

Для уменьшения потерь зеркало изготавливают из хорошо проводящего металла. Оно может быть сплошным (для уменьшения массы и ветровой нагрузки) и несплошным – сетчатым или перфорированным.

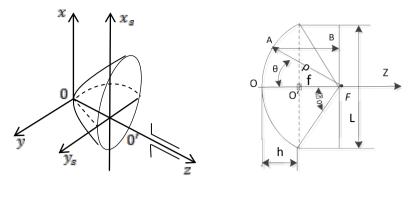


Рис.10.3

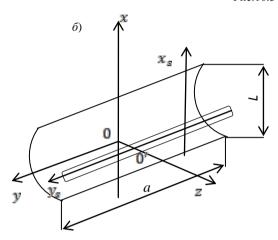
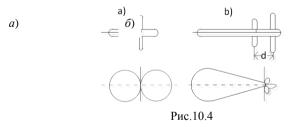


Рис.10.3 (окончание)

Облучатель является слабонаправленной антенной, обеспечивающей: а) формирование сферического или цилиндрического фронта волны; б) задание требуемого амплитудного распределения в раскрыве зеркала и как можно меньшего излучения вне угла раскрыва зеркала ($2\Phi_0$ на рис.10.3, в); в) однонаправленность излучения; г) минимальное затенение зеркала. Облучатель должен быть достаточно диапазонным и выдерживать требуемую мощность электромагнитных волн без пробоя.

В качестве простейших слабонаправленных облучателей применяют слабонаправленный, состоящий из одного вибратора (рис.10.4, a), и однонаправленный двухвибраторный (рис.10.4, δ) облучатели.



Уравнение профиля зеркала определим из условия фокусировки 2 FO'O = FAB (рис. 10.3, ϵ) соответствующего равенству оптических путей. Расстояние от находящегося в фокусе зеркала облучателя (точка F на рис.10.3, ϵ) до точки O на поверхности зеркала и обратно для центрального луча равно 2 FO'O и для произвольного луча -FAB. Выражая первый отрезок через фокусное расстояние 2 FO'O = 2f, а второй через полярные координаты ρ и θ точки отражения A, $FAB = \rho + \rho \cos\theta$, получаем уравнение параболы $\rho = 2f/(1 + \cos\theta)$.

Используемая часть параболы ограничена размером раскрыва L. Ось параболы Oz называется оптической осью зеркала.

Если глубина зеркала h>f, т.е. $2\phi_0\geq\pi/2$, то его называют глубоким, или короткофокусным, а если h<f, т.е. $2\phi_0<\pi/2$, то мелким, или длиннофокусным.

Расчет поля излучения зеркальных антенн приближенно можно выполнить методом поверхностных токов или апертурным методом, которые рассмотрены в разд. 3. Оба метода применяют в предположении, что размеры зеркала и радиусы кривизны его поверхности намного больше λ. Это позволяет использовать законы геометрической оптики и считать зеркало локально-плоским. При расчете пренебрегают токами на теневой стороне зеркала, дифракцией на его кромке, затеняющим действием облучателя, реакцией зеркала на характеристики и параметры облучателя.

При апертурном методе считают, что каждый элемент параболоидного зеркала находится в дальней зоне точечного облучателя, напряженность поля которого убывает по закону $1/\rho$, а каждый элемент параболоцилиндрического зеркала находится в квазидальней зоне линейного облучателя и напряженность поля убывает по закону $1/\sqrt{\rho}$.

Отраженная от зеркала волна в раскрыве плоская, а ее напряженность на пути от зеркала до раскрыва не изменяется.

Найдя амплитудное распределение поля в раскрыве, его аппроксимируют табличными функциями и определяют ДН, КНД и другие параметры антенны.

Параболоидная антенна (рис.10.3, *a*) обычно должна формировать осесимметричную ДН игольчатого типа, для чего ДН точечного облучателя также должна быть осесимметричной. При не-осесимметричном облучении можно получить ДН разной ширины в главных плоскостях. Помимо облучателей с линейно-поляризованной волной (рис.10.3, *a*) для создания облучающего поля с круговым вращением плоскости поляризации применяют диэлектрические стержневые и спиральные антенны.

Обычно амплитудное распределение в раскрыве получается сложным, с неразделяющимися переменными. ДН антенны определяют по формулам (9.40) и (9.44) при подстановке в них аппроксимации составляющей E_S поля в раскрыве. Примеры используемых на практике аппроксимирующих функций и результаты расчетов ДН параболоидных антенн приведены в [2]. Ширина ДН в главных плоскостях определяется по формуле $2\theta_{0,5} = m\lambda/2a$ (α – радиус раскрыва). Величина m тем больше, чем сильнее поле спадает к краям зеркала и может меняться от 65° до 80°. Коэффициент усиления антенны достигает максимума при $E_S \approx 0,1$ на кромке апертуры или -10 дБ. При этом коэффициент использования площади раскрыва $\chi \approx 0,8$. Это несколько завышенная величина, которая у большинства реальных антенн в 1,4...1,6 раза меньше из-за дифракции на кромке зеркала, затеняющего действия облучателя, затекания токов на теневую поверхность зеркала и других факторов.

У параболоидной антенны кроме излучения на основной поляризации наблюдается излучение на ортогональной поляризации (кроссполяризация). Объясняется это тем, что зеркало двойной кривизны и текущий по нему поверхностный ток имеют в общем случае компоненты по всем трем осям. На рис. 10.5 показаны линии тока и компоненты плотности токов J_x, J_y при облучении короткофокусного зеркала диполем Герца, параллельным оси x_s . В главных плоскостях (xOz и yOz) кроссполяризация отсутствует благодаря компенсации полей противофазных элементов. Наибольшее излучение на кроссполяризации — в диагональных плоскостях $\pm 45^\circ$ к плоскости xOz.

Параболическая антенна может быть с симметричным относительно облучателя зеркалом (рис. 10.3, в) и несимметричным (рис.10.6). В первом случае облучатель затеняет часть раскрыва. Рассеяние отраженных лучей облучателем приводит к уменьшению коэффициента усиления антенны и росту боковых лепестков.

Часть энергии попадает в фидерный тракт и нарушает согласование в нем.

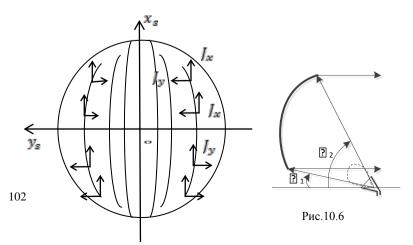


Рис. 10.5

Этих недостатков нет у антенны с несимметричным зеркалом (рис.10.6), угол ϕ_1 выбирают так, чтобы отраженные зеркалом лучи проходили мимо облучателя.

Расчет ДН и параметров параболоцилиндрической антенны аналогичен расчету параболоидной. Параболоцилиндрическую антенну применяют для формирования веерной ДН, ее ширина в главных плоскостях зависит от размеров антенны в этих плоскостях.

10.4. Зеркальные антенны с ДН специальной формы

Зеркальные антенны с ДН специальной формы имеют несинфазное распределение поля в раскрыве, благодаря чему и формируется заданная ДН. Широкое применение находят антенны с ножевидной, так называемой косекансной ДН. Рассмотрим два варианта таких антенн. В первой (рис.10.7, a) нижняя часть зеркала 1 имеет параболический профиль и формирует главный лепесток ДН шириной $2\theta_{0.5}$ (рис.10.7, δ).

Он плавно переходит в косекансный лепесток $f(\theta)$ =cosec θ , формируемый верхней частью зеркала 2, профиль которой близок к окружности. В данной антенне требуемое изменение угловой плотности мощности $p(\theta)$, по существу, получается за счет подбора профиля зеркала.

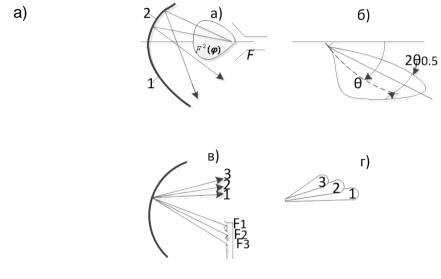


Рис.10.7

Во второй антенне (рис. 10.7, в) облучатель F_1 расположен в фокусе симметричной вырезки параболоида, а остальные смещены перпендикулярно оптической оси зеркала. Каждому облучателю соответствует своя парциальная ДН антенны (рис. 10.7, ε). Подбором фаз питания, распределением мощности и расстояния между облучателями получают необходимую суммарную ДН. Вторая антенна проще по конструкции, но ее ДН имеет глубокие интерференционные провалы.

10.5. Вынос облучателя из фокуса

Вынос облучателя из фокуса перпендикулярно оптической оси параболического зеркала используют для отклонения максимума ДН. Ход лучей для вынесенного в точку F' облучателя показан на рис.10.8, a. Оптические пути лучей от точки F′ до раскрыва неодинаковы, поэтому фаза поля в раскрыве отстает в направлении от точки C к точке A. Следовательно, фазовый фронт будет отклонен от раскрыва на некоторый угол β . Он примерно равен углу выноса облучателя α_0 . На такой же угол повернется лепесток ДН (рис.10.8, δ).

При малых β фронт почти линейный (I на рис.10.8, δ), при росте β он искривляется (кривая 2 на рис.10.8, δ) из-за кубических фазовых ошибок в раскрыве, что сопровождается уменьшением коэффициента направленного действия и увеличением боковых лепестков. Анализ показывает, что у антенн с оптимальным облучением зеркала спад амплитуды на кромке составляет 10 дБ. Допустимое 10%-ное снижение КНД наблюдается при отклонении главного лепестка не более чем на две ширины главного лепестка ДН на уровне половинной мощности.

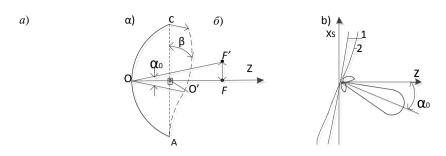


Рис.10.8

10.6. Двухзеркальные антенны

Двухзеркальные антенны формируют плоский фазовый фронт в раскрыве с помощью большого 1 (рис.10.9, a) и малого 2 зеркал. При заданном фронте волны облучателя 3 можно подобрать бесконечное число пар поверхностей зеркал, решающих эту задачу. Второе зеркало 2 при этом используется для регулировки амплитудного распределения, уменьшения ошибок при широкоугольном качании луча.

У двухзеркальной антенны облучатель располагается вблизи большого зеркала. Поэтому осевой размер антенны и длина волноводного тракта (а следовательно, и шумовая температура) меньше, чем у однозеркальной антенны.

Недостаток двухзеркальной антенны состоит в затенении раскрыва малым зеркалом, вызывающим провал амплитудного распределения в центре и уменьшение КНД. Его приближенно можно оценить по формуле $D'_0 \approx D_0 \left[1-2(a_{\rm M}/a_2)^2\right]$, где D'_0 и D_0 – КНД с учетом и без учета затенения, $a_{\rm M}$ и α – радиусы малого и большого зеркал.

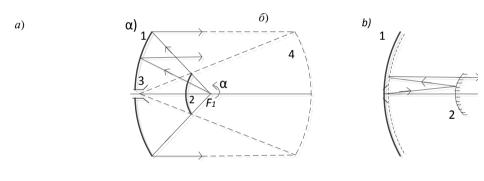


Рис. 10.9

Широко используемая двухзеркальная антенна Кассегрена (рис. 10.9, a) состоит из параболоидного зеркала 1 с фокусом F_1 и гиперболоидного зеркала 2, в фокусе F_2 которого помещается облучатель 3. Амплитудное распределение в раскрыве зеркала 1 и ДН антенны без учета затенения будут такими же, как у однозеркальной антенны, состоящей из облучателя 3 и эквивалентного параболоида 4, построение профиля которого ясно из рисунка.

Затенение раскрыва малым зеркалом 2 (рис.10.9, б) можно устранить, если изготовить его из густой решетки параллельных проводов, а большое зеркало – в виде отражателя с поворотом плоскости поляризации на 90°. Пусть облучатель излучает волны вертикальной поляризации. Тогда малое зеркало из вертикальных проводов отражает эти волны в сторону большого зеркала. После отражения от большого зеркала волна станет горизонтально-поляризованной, и для нее малое зеркало прозрачно.

Двухзеркальная антенна с параболоидным основным зеркалом (рис.10.9, δ) и плоским вторым зеркалом обеспечивает широкоугольное качание луча. При этом сравнительно легкое плоское зеркало 2 достаточно повернуть на угол $\alpha/2$, чтобы главный лепесток антенны повернулся на угол α .

Библиографический список

1. *Милютин Е.В.* Антенны сухопутных подвижных систем связи. /Е.В.Милютин СПб.: Энергомашиностроение, 2007. 217 с

- 2. *Фролов О.П.* Антенны для земных станций спутниковой связи / О.П.Фролов. М.: Радио и связь, 2000. 376 с. 3. *Фролов О.П.* Антенны и фидерные тракты для радиорелейных линий связи / О.П.Фролов. М.: Радио и связь, 2001. 416 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	
1.1. Основные электрические характеристики линий передачи	
1.2. Нерегулярности в линиях передачи	
1.3. Согласующие устройства	
1.4. Неподвижные соединения	
1.5. Трансформаторы типов волн. Подвижные и вращающиеся соединения11	
2. МАТРИЧНАЯ ТЕОРИЯ ЦЕПЕЙ СВЧ	
2.1. Волновые матрицы рассеяния и передачи13	
2.2. Примеры матриц рассеяния некоторых четырехполюсников	
3. МНОГОПЛЕЧИЕ СОЕДИНЕНИЯ17	
3.1. Трехплечие соединения17	
3.2. Четырехплечие соединения	
3.3. Антенные переключатели	
4. ЧАСТОТНО-ИЗБИРАТЕЛЬНЫЕ ФИЛЬТРЫ СВЧ25	
4.1. Основные требования к избирательным фильтрам СВЧ, их структура и параметры 25	
4.2. Методы расчета фильтров29	
5. УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА СВЧ30	
5.1. Классификация управляющих устройств СВЧ30	
5.2. Механические коммутаторы, фазовращатели и аттенюаторы31	
5.3. Полупроводниковые аттенюаторы и фазовращатели34	
5.4. Электрически управляемые выключатели на <i>p-i-n-</i> диодах37	
6. ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ	
6.1. Классификация ферритовых устройств	
6.2. Явления в подмагниченных ферритах на СВЧ	
6.3. Ферритовые вентили	
6.4. Циркуляторы	
6.5. Ферритовые фазовращатели	
6.6. Перестраиваемые фильтры с намагниченными ферритовыми резонаторами 49	
7. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА РАДИОВОЛН50	
7.1. Электродинамические основы	
7.1.1. Постановка задачи	
7.1.2. Векторный и скалярный потенциалы электромагнитного поля51	
7.1.3. Калибровка потенциалов. Неоднородное уравнение Гельмгольца51	
7.1.4. Решение неоднородного уравнения Гельмгольца	
7.2. Элементарные излучатели	
7.2.1. Элементарный электрический излучатель	
7.2.2. Элементарный магнитный излучатель	
8. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН	
8.1. Антенна как система элементарных излучателей	
8.2. Характеристики и параметры передающих антенн	
8.2.1. Диаграммы направленности	
8.2.2. Сопротивление излучения	
8.2.3. Входное сопротивление	
8.2.4. Коэффициент полезного действия	
8.2.5. Коэффициенты направленного действия и усиления64	
8.3. Приемные антенны, их характеристики и параметры	
8.3.1. Основные определения	
8.3.2. Основные характеристики и параметры приемных антенн66	
8.3.3. Принцип взаимности и его применение для расчета параметров приемных антенн 66	
8.4. Излучение вибраторов	
8.4.1. Распределение тока на симметричном вибраторе68	
8.4.2. Диаграмма направленности, сопротивление излучения, входное сопротивление и КНД электрическо	ого
вибратора69	
8.4.3. Щелевой излучатель71	
9. СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ73	
9.1. Решетки излучателей73	
9.1.1. Основные определения73	
9.1.2. Теорема умножения диаграмм направленности74	
9.1.3. Комплексные сопротивления системы излучателей75	
9.2. Прямолинейные излучающие системы	
9.2.1. Основные определения76	
9.2.2. Вывод формулы множителя решетки76	
9.2.3. Анализ множителя решетки77	
9.2.4. Некоторые варианты прямолинейных равноамплитудных систем излучателей 79	
9.2.5. Непрерывные системы излучателей	
9.2.6. Системы поперечного излучения (синфазные системы)82	

9.2.7. Системы наклонного излучения	82
9.2.8. Системы осевого излучения	83
9.2.9. Системы излучателей с неравноамплитудным распред	елением85
9.2.10.Неэквидистантные антенные решетки	87
9.2.11. Влияние фазовых искажений на параметры линейной	антенны88
9.3. Плоские излучающие системы	
9.3.1. Основные определения и исходные соотношения	89
9.3.2. Апертурные антенны	89
9.3.3. Плоскостные антенные решетки	91
9.3.4. Излучение из непрерывного раскрыва прямоугольной ф	ормы91
9.3.5. Излучение из непрерывного раскрыва круглой площада	ки93
9.4. Апертура антенны как пространственная характеристика	радиосистемы 94
9.4.1. Электромагнитная волна как пространственно-време	нной сигнал94
9.4.2. Случай линейных антенн	
9.4.3. Случай плоских антенн	97
10. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ	
10.1. Открытый конец волновода	98
10.2. Рупорные антенны	
10.3. Зеркальные антенны	100
10.4. Зеркальные антенны с ДН специальной формы	103
10.5. Вынос облучателя из фокуса	103
10.6. Двухзеркальные антенны	104
Библиографический список	104

Смирнов Вениамин Васильевич, Смолин Виктор Павлович

Устройства СВЧ и антенны

Редактор Γ .В. Никипина Корректор \mathcal{I} .А.Петрова Подписано в печать 17.12.2012. Формат 60×84/16. Бумага документная. Печать трафаретная. Усл.печ.л. 11. Тираж 200 экз. Заказ № 201 Балтийский государственный технический университет Типография БГТУ 190005, С-Петербург, 1-я Красноармейская ул., д.1