

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Сибирский государственный университет геосистем и технологий»
(СГУГиТ)

А. В. Макеев, К. Я. Аубакиров

**СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО
ПРОЕКТИРОВАНИЯ СРЕДСТВ ПОРАЖЕНИЯ
ИЗЛУЧАЮЩИЕ И ДИАГРАММООБРАЗУЮЩИЕ
УСТРОЙСТВА БЛИЖНЕЙ РАДИОЛОКАЦИИ
И РАДИОСВЯЗИ**

Утверждено редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия для обучающихся по специальности
17.05.01 Боеприпасы и взрыватели (уровень специалитета)

Новосибирск
СГУГиТ
2022

УДК 621 396.67
М156

Рецензенты: кандидат технических наук НВВКУ *В. А. Литовченко*
кандидат технических наук, доцент СГУГиТ *В. С. Корнеев*

Макеев, А. В.

М156 Системы автоматизированного проектирования средств поражения. Излучающие и диаграммообразующие устройства ближней радиолокации и радиосвязи : учебное пособие / А. В. Макеев, К. Я. Аубакиров. – Новосибирск : СГУГиТ, 2022. – 103 с. – Текст : непосредственный.

ISBN 978-5-907513-54-9

Учебное пособие подготовлено ассистентом А. В. Макеевым и кандидатом технических наук, доцентом К. Я. Аубакировым на кафедре специальных устройств, инноватики и метрологии СГУГиТ.

Рассмотрены основные разделы теории и техники антенно-фидерных устройств и антенных решеток, включая фазированные. Основное внимание уделено антеннам сверхвысоких частот (СВЧ) и расчетам их электромагнитных полей на базе математического аппарата вычислительной электродинамики. Для диаграмм направленности диполя Герца, симметричных вибраторов, линейных и прямоугольных антенных решеток приведены аналитические выражения и семейства графиков, построенных в системе MatLab. Результаты электромагнитного моделирования характеристик печатных (микрополосковых) излучателей представлены в системе AWR Microwave Office. Как средства управления диаграммой направленности фазированных антенных решеток рассмотрены дискретные и аналоговые фазовращатели на полупроводниковых приборах.

Учебное пособие по дисциплине «Системы автоматизированного проектирования средств поражения» предназначено для обучающихся по специальности 17.05.01 Боеприпасы и взрыватели (уровень специалитета).

Рекомендовано к изданию кафедрой специальных устройств, инноватики и метрологии, Ученым советом Института оптики и технологий информационной безопасности СГУГиТ.

Печатается по решению редакционно-издательского совета СГУГиТ

УДК 621 396.67

ISBN 978-5-907513-54-9

© СГУГиТ, 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1. Математический аппарат вычислительной электродинамики.....	6
1.1. Основные уравнения электродинамики	7
1.1.1. Магнитный ток.....	9
1.1.2. Уравнения Максвелла для монохроматических колеба- ний. Комплексные амплитуды полей.....	10
1.2. Волновой характер переменного электромагнитного поля. Уравнения Гельмгольца.....	12
1.3. Уравнения Гельмгольца для потенциалов электромагнитного поля.....	14
1.4. Решение неоднородного уравнения Гельмгольца. Функция Грина	17
1.5. Функция Грина однородного трехмерного пространства	19
2. Электромагнитные поля элементарных излучателей.....	21
2.1. Элементарный электрический вибратор (диполь Герца)	21
2.2. Ближняя и дальняя зоны элементарного электрического из- лучателя.....	25
2.3. Элементарный магнитный излучатель.....	28
3. Симметричный электрический вибратор в свободном простран- стве.....	30
3.1. Интегральные уравнения для распределения тока на вибра- торе	31
3.2. Электрические параметры прямолинейного симметричного вибратора в дальней зоне	35
3.3. Входное сопротивление и сопротивление излучения.....	37
3.4. Влияние идеально проводящей и бесконечно протяженной поверхности на излучение расположенных вблизи нее ан- тенн.....	47
4. Излучение антенных решеток	53

4.1. Множитель системы линейной антенной решетки	54
4.2. Режим нормального излучения ($\psi = 0$)	55
4.3. Режим наклонного излучения ($0 < \psi < kd$)	58
4.4. Влияние неравномерности амплитудного распределения	61
4.5. Плоские антенные решетки.....	63
4.6. Параметры антенн.....	65
4.6.1. Векторная комплексная характеристика направленно- сти антенны	66
4.6.2. Коэффициент направленного действия	67
5. Компьютерное моделирование аналоговых и цифровых устройств неконтактных взрывателей.....	71
5.1. Полосковые и микрополосковые антенны.....	72
5.2. Электромагнитное моделирование характеристик излучате- лей.....	75
6. Компьютерное моделирование излучающих и генерирующих устройств неконтактных взрывателей.....	77
6.1. Полупроводниковые управляющие элементы	77
6.2. Проектирование фазовращателей и аттенуаторов	81
6.3. Аналоговые фазовращатели.....	88
7. Параметрическая оптимизация конструкций в системах автомати- зированного проектирования	90
7.1. Активные фазированные антенные решетки.....	90
7.2. Цифровые фазированные антенные решетки.....	93
7.3. Цифровое формирование диаграммы направленности	95
7.4. Цифровое диаграммообразование на основе алгоритма пре- образования Фурье	97
Заключение	100
Библиографический список.....	101

ВВЕДЕНИЕ

Структурная схема любой радиотехнической системы, в составе которой имеются каналы передачи и приема информации, содержит две неотъемлемые части:

- источник питания;
- антенно-фидерное устройство (АФУ).

Если первая часть обеспечивает преобразование сети переменного тока в систему питающих напряжений постоянного тока с заданным уровнем пульсаций и шумов, то вторая часть осуществляет преобразование направляемых электромагнитных волн в расходящиеся электромагнитные волны свободного пространства (работа на передачу – излучение), а также преобразует падающую на нее из пространства электромагнитную волну в напряжение (мощность) на входе радиоприемного устройства. При этом принципиальной разницы между устройством передающей и приемной антенны нет.

К антеннам современных радиосистем предъявляется много требований, среди которых решающее значение имеют:

- направленность действия, т. е. распределение электромагнитной мощности в пространстве по определенному закону (диаграмма направленности (ДН) антенны);
- минимальный уровень боковых лепестков (УБЛ) ДН, способность адаптации к помеховой обстановке;
- излучение или радиоприем должны сопровождаться минимальными потерями электромагнитной мощности, т. е. антенна должна иметь высокий коэффициент полезного действия.

Для управления положением ДН антенны, особенно для ее быстрого перемещения в пространстве (электронного сканирования), созданы фазированные антенные решетки (ФАР), составляющие основу современных средств радиолокации и мобильной радиосвязи (SMART-антенны).

1. МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Основные задачи проектирования АФУ радиотехнических систем делятся на задачи *анализа* и *синтеза*. Для устройств СВЧ, обеспечивающих функционирование собственно излучающей части АФУ, эти задачи сводятся к определению структуры и широкополосному согласованию ряда четырехполюсных и многополюсных узлов закрытого тракта:

- электрических фильтров;
- фидерных отрезков линий передачи (ЛП);
- направленных ответвителей (НО);
- фазовращателей (ФВ) и аттенюаторов (Ат);
- невзаимных устройств с ферритами;
- систем суммирования и деления мощности СВЧ [1–4].

В таком случае применительно к собственно излучающей части задача *анализа* состоит в определении электромагнитного поля в любой точке окружающего антенну пространства (в том числе и на самой антенне), которая, являясь линейным и пассивным устройством СВЧ, в конструктивном отношении представляет собой сочетание проводников и магнитодиэлектриков.

Задача *синтеза* излучающих структур состоит в определении размеров и формы антенны и нахождении распределения источников поля на ней по заданным требованиям к электрическим параметрам антенны (ширина главных лепестков ДН и УБЛ).

Решение этих задач основывается на математическом аппарате технической электродинамики, которая рассматривает подходы к решению уравнений Максвелла как для конкретных граничных условий на поверхности проводников и магнитодиэлектриков, так и на бесконечности.

Сложность построения аналитических решений уравнений в частных производных компенсируется в настоящее время наличием развитых систем электромагнитного моделирования устройств СВЧ [5–7].

1.1. Основные уравнения электродинамики

В результате многочисленных экспериментов были открыты и сформулированы основные законы электромагнитного поля [8–13] в интегральной форме:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \oiint_S \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{D} + \sigma \vec{E} + \vec{J}_{cm} \right) d\vec{S}; \quad (1.1)$$

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \oiint_S \vec{B} d\vec{S}; \quad (1.2)$$

$$\oiint_S \vec{D} d\vec{S} = \iiint_V \rho_{\text{э}} dV; \quad (1.3)$$

$$\oiint_S \vec{B} d\vec{S} = 0; \quad (1.4)$$

$$\vec{D} = \epsilon_a \vec{E}; \quad (1.5)$$

$$\vec{B} = \mu_a \vec{H}, \quad (1.6)$$

где $\vec{B}$ – вектор магнитной индукции; $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля; $\vec{H}$ – вектор напряженности магнитного поля; σ – проводимость среды; $\vec{J}_{cm}$ – плотность стороннего тока проводимости, возбуждающего электромагнитное поле; $\vec{D}$ – вектор электрического смещения; $\rho_{\text{э}}$ – объемная плотность электрического заряда; $\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon_r$; $\mu_a = \mu_0 \mu_r$, где $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная вакуума, $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная вакуума, ϵ_r и μ_r – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

Уравнения (1.2) и (1.1) выражают закон электромагнитной индукции Майкла Фарадея и закон полного тока соответственно. Уравнения (1.5) и (1.6) относятся к материальным уравнениям, с помощью которых векторы $\vec{B}$ и $\vec{D}$ выражаются через напряженности электрического и магнитного

поля. Физический смысл уравнений (1.3) и (1.4) будет прояснен ниже, при переходе к дифференциальной форме уравнений Максвелла.

Система уравнений (1.1)–(1.6) лежит в основе эффективного метода моделирования задач электродинамики CST Microwave Studio. Для преобразования интегральных уравнений Максвелла к дифференциальным, аналитические решения которых в некоторых случаях более удобны и наглядны, воспользуемся теоремами Остроградского – Гаусса и Стокса.

Первая связывает интеграл от вектора $\vec{a}$ по замкнутой поверхности S с интегралом от дивергенции этого вектора по объему V , ограниченному замкнутой поверхностью S :

$$\oint_S \vec{a} dS = \iiint_V \operatorname{div}(\vec{a}) dV, \quad (1.7)$$

а вторая связывает интеграл от вектора $\vec{a}$ по замкнутому контуру L с интегралом от ротора этого вектора по поверхности S , ограниченной замкнутым контуром L :

$$\oint_L \vec{a} dl = \iint_S \operatorname{rot}(\vec{a}) dS. \quad (1.8)$$

Применяя (1.8) к левым частям (1.1) и (1.2), а (1.7) к (1.3) и (1.4), получим:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} + \sigma \vec{E} + \vec{J}_{\text{ст}}; \quad (1.9)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}; \quad (1.10)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho_{\text{э}}; \quad (1.11)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (1.12)$$

Выражения (1.3) и (1.11) отражают тот факт, что источником вектора смещения $\vec{D}$ является электрический заряд (теорема Гаусса для вещества), а (1.4) и (1.12) соответствует экспериментальный факт – силовые линии

магнитного поля замкнуты сами на себя (неизвестны магнитные полюса, существующие отдельно, которые можно было бы рассматривать в качестве положительных и магнитных зарядов) [9].

1.1.1. Магнитный ток

Рассмотрим поперечное сечение тонкого проводника, по которому протекает электрический ток, подчиняющийся закону сохранения заряда:

$$\oint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \oint_S J_z dS.$$

Преобразовав правую часть согласно (1.7), получим уравнение непрерывности тока проводимости:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} J_z, \quad (1.13)$$

последнее по физическому смыслу эквивалентно первому закону Кирхгофа, известному из теории линейных электрических цепей [8].

Картина магнитных силовых линий, возникающая вблизи проводящей полоски шириной Δ , по которой протекает ток $I = \oint_S J_z dS$, представлена на

рис 1.1, а. Вблизи от проводника магнитные силовые линии повторяют контур поперечного сечения последнего, на самой поверхности вектор $\vec{H}$ тангенциален к плоскости полоски, а на удалении силовые линии, постепенно деформируясь, превращаются в окружности.

Рассмотрим далее картину электрических силовых линий структуры (рис 1.1, б), состоящей из двух заряженных металлических полуплоскостей, разделенных зазором шириной Δ .

С точностью до направления стрелок в верхнем и нижнем полупространстве (см. рис 1.1, б) эта картина получается идентичной (см. рис 1.1, а). Сходство картин электрического и магнитного поля позволяет чисто формально предположить, что в *щели* параллельно кромкам протекает некоторый гипотетический (фиктивный) ток I_M , называемый *магнитным* током.

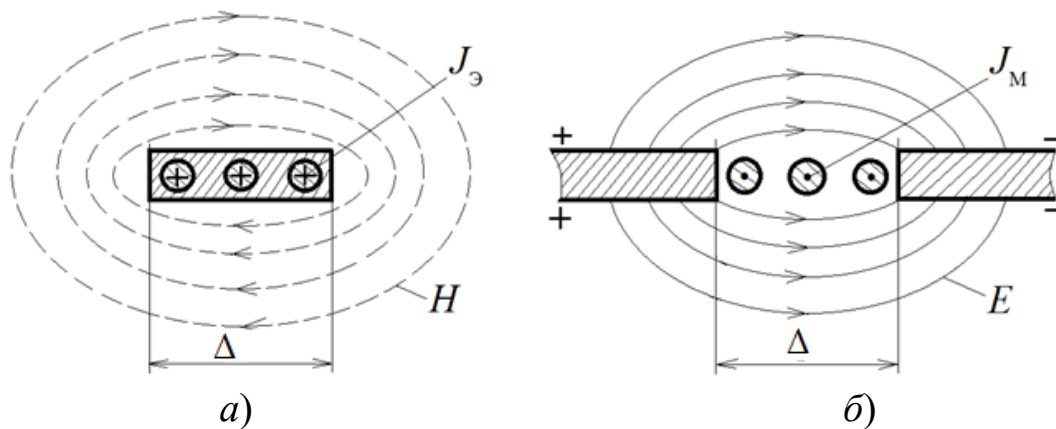


Рис. 1.1. Картина силовых линий поля:

- а) магнитное поле вблизи проводящей полоски;
 б) электрическое поле вблизи зазора

Введение такого тока, играя вспомогательную роль, позволяет записать систему (1.9), (1.10) в симметричной форме и по единому алгоритму решать задачи проектирования волноводно-щелевых, волноводно-резонаторных излучающих структур, а также определять параметры связи между объемными резонаторами, связанными через щель в общей стенке [4, 11, 13].

1.1.2. Уравнения Максвелла для монохроматических колебаний. Комплексные амплитуды полей

Так как в систему уравнений Максвелла входят частные производные по четырем независимым переменным – x, y, z, t (декартова система координат), представляется целесообразным исключить производную по времени. Это возможно в том случае, если рассматриваемый электромагнитный процесс является монохроматическим, т. е. изменение полей во времени представляется гармоническими колебаниями с некоторой частотой $\omega = 2\pi f$. Тогда вектор поля $\vec{E}$ представим в виде

$$\vec{E}(t) = E_{mx} \cos(\omega t + \varphi_x) i_x + E_{my} \cos(\omega t + \varphi_y) i_y + E_{mz} \cos(\omega t + \varphi_z) i_z, \quad (1.14)$$

где E_{mx}, E_{my}, E_{mz} – амплитуды отдельных составляющих поля; $\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$ – соответствующие начальные фазы. Все амплитудные и фазовые коэффициенты – действительные числа.

Эквивалентная запись выражения (1.13) примет вид

$$\vec{E}(t) = \text{Re} \left[\left(E_{mx} e^{j\varphi_x} i_x + E_{my} e^{j\varphi_y} i_y + E_{mz} e^{j\varphi_z} i_z \right) e^{j\omega t} \right]. \quad (1.15)$$

Комплексный вектор вида

$$\vec{E} = E_{mx} e^{j\varphi_x} i_x + E_{my} e^{j\varphi_y} i_y + E_{mz} e^{j\varphi_z} i_z, \quad (1.16)$$

принято в [9, 11, 13] называть комплексной амплитудой поля $\vec{E}$. Другие составляющие электромагнитного поля будут иметь аналогичный вид.

Подставляя в (1.9)–(1.12) мгновенные значения электромагнитных полей, определенных через комплексные амплитуды

$$\vec{E}(t) = \text{Re} \left(\vec{E} e^{j\omega t} \right); \quad \vec{H}(t) = \text{Re} \left(\vec{H} e^{j\omega t} \right), \quad (1.17)$$

получим:

$$\text{rot } \vec{H} = j\omega \vec{D} + \sigma \vec{E} + \vec{J}_{\text{ст}}^{\text{M}}; \quad (1.18)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -j\omega \vec{B} - \vec{J}_{\text{ст}}^{\text{M}}; \quad (1.19)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho_{\text{э}}; \quad (1.20)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0. \quad (1.21)$$

Появление в (1.18) $\vec{J}_{\text{ст}}^{\text{M}}$ (плотности стороннего магнитного тока) не изменяет (1.20) ввиду отсутствия реально существующих магнитных зарядов.

1.2. Волновой характер переменного электромагнитного поля. Уравнения Гельмгольца

Важнейшим результатом, полученным Максвеллом, является доказательство волновой природы электромагнитного поля. Так, согласно (1.1), изменение во времени электрического поля – тока смещения в среде ($\vec{J}_{\text{см}} = \varepsilon_a \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}$) приводит к возникновению магнитного поля, и изменяющийся магнитный поток индуцирует в замкнутом контуре электрическое поле (1.2). Тогда от уравнений (1.9), (1.10) с учетом их симметрии (вследствие введения магнитного тока в (1.18)) можно перейти к уравнениям 2-го порядка, относительно вектора $\vec{E}$ или $\vec{H}$.

Для этого применим операцию rot к (1.9):

$$\text{rot rot } \vec{H} = \text{rot } J_{\text{CT}}^{\text{э}} + \sigma \text{rot } \vec{E} + \varepsilon_a \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{E}, \quad (1.22)$$

где $\text{rot rot } \vec{a} = \text{grad div } \vec{a} - \nabla^2 \vec{a}$ [11].

Заменив в (1.21) $\text{rot } \vec{E}$ согласно (1.10), получим

$$\nabla^2 \vec{H} - \sigma \mu_a \frac{\partial}{\partial t} \vec{H} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H} = \text{grad div } \vec{H} - \text{rot } J_{\text{CT}}^{\text{э}} + \sigma J_{\text{CT}}^{\text{м}} + \varepsilon_a \frac{\partial}{\partial t} J_{\text{CT}}^{\text{м}}.$$

Аналогично применим rot к (1.10) и получим

$$\nabla^2 \vec{E} - \sigma \mu_a \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \text{grad div } \vec{E} + \text{rot } J_{\text{CT}}^{\text{м}} + \mu_a \frac{\partial}{\partial t} J_{\text{CT}}^{\text{э}}. \quad (1.23)$$

Однородная среда характеризуется следующими параметрами:

– $\varepsilon_r = \text{const}$ (относительная диэлектрическая проницаемость);

– $\mu_r = \text{const}$ (относительная магнитная проницаемость);

– $\sigma = \text{const}$ (удельная проводимость). Если среда имеет отличную от нуля проводимость, тогда всякое электромагнитное (ЭМ) явление сопровождается *релаксацией* – энергия ЭМ поля переходит в тепло, имеет место ее *диссипация* (рассеяние). Процесс релаксации описывается дифференциальным уравнением вида

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\sigma}{\varepsilon_a} \rho = 0, \quad (1.24)$$

которое может быть получено из (1.13) и закона Ома в дифференциальной форме: $J^{\circ} = \sigma E$ [8, с. 41; 10, с. 40]. Решение (1.23) имеет вид

$$\rho(t) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \rho_0 e^{-\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} t}, \quad (1.25)$$

где постоянная ρ_0 представляет плотность заряда в момент времени $t=0$.

Отрезок времени $\tau = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\sigma}$, в течение которого заряд уменьшается

в e раз, называется временем релаксации. Тогда, например, для полистирола ($\sigma = 10^{-15}$ См/м, $\varepsilon_r = 2,55$) $\tau = 2,2 \cdot 10^4$ с, а для морской воды ($\sigma \approx 1,4 \dots 4,3$ См/м, $\varepsilon_r \approx 80$) $\tau = (7 \div 1,6) \cdot 10^{-10}$ с. Следовательно, при отсутствии сторонних источников энергии ЭМ поле затухает. Правые части уравнений (1.21), (1.22) отражают все возможные сторонние источники, возбуждающие ЭМ поле в веществе [9, с. 68], а в среде без потерь и для гармонического ЭМ процесса примут вид

$$\nabla^2 \dot{H} + \omega^2 \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2}{\partial t^2} \dot{H} = \frac{j}{\omega \mu_a} \text{grad div } \dot{J}_{\text{CT}}^{\text{M}} - \text{rot } \dot{J}_{\text{CT}}^{\text{Э}} + j \omega \varepsilon_a \dot{J}_{\text{CT}}^{\text{M}}; \quad (1.26)$$

$$\nabla^2 \dot{E} + \omega^2 \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2}{\partial t^2} \dot{E} = \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \text{grad div } \dot{J}_{\text{CT}}^{\text{Э}} + \text{rot } \dot{J}_{\text{CT}}^{\text{M}} + j \omega \mu_a \dot{J}_{\text{CT}}^{\text{Э}}, \quad (1.27)$$

где $\omega^2 \varepsilon_a \mu_a = k^2$ – в общем случае комплексное число для среды с потерями, имеющее физический смысл постоянной распространения ЭМ волны [9], или фазовой постоянной – волновое число [13].

Неоднородные уравнения второго порядка (1.25), (1.26) в области пространства, где отсутствуют сторонние возбуждающие токи, преобразуются

в векторные уравнения Гельмгольца для компонент поля $\dot{E}_{x,y,z}$ и $\dot{H}_{x,y,z}$:

$$\nabla^2 \dot{H} + k^2 \dot{H} = 0; \quad (1.28)$$

$$\nabla^2 \dot{E} + k^2 \dot{E} = 0. \quad (1.29)$$

Эти уравнения могут быть решены в декартовой, цилиндрической или сферической ортогональной системе координат [13, 14]. Тогда для однородного трехмерного пространства (рис. 1.2) сферическая система координат связана с декартовой следующими соотношениями:

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta.$$

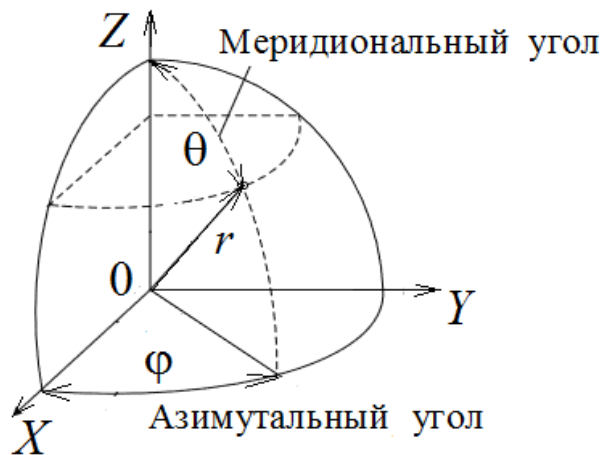


Рис. 1.2. Сферическая система координат

1.3. Уравнения Гельмгольца для потенциалов электромагнитного поля

Непосредственное решение уравнений (1.9), (1.10) лежит в основе группы методов Finite Difference Time Domain Method FDTD или метода конечных разностей во временной области (КРВО), представленных в [15, 16]. Эти методы позволяют учитывать нелинейные свойства и дисперсию среды, но требуют значительных вычислительных ресурсов. В то же время для выявления основных физических закономерностей процессов распространения ЭМ волн в линиях передачи (ЛП) и их излучения достаточно рассмотреть аналитические решения (1.28), (1.29) и (1.26), (1.27) в частотной области соответственно.

Для (1.28), (1.29) в [8–13] методом разделения переменных для ЛП определены постоянные распространения основных типов волн и их характеристики, когда границы поперечного сечения совпадают с координатными плоскостями ортогональных систем координат (задачи на собственные значения).

Решение же уравнений (1.26), (1.27) в задачах возбуждения и излучения ЭМ волн крайне затруднено тем, что сторонние (возбуждающие) токи входят в правые части под знаком дифференциальных операторов. Это делает целесообразным введение в техническую электродинамику каких-либо новых векторных функций, связанных простыми соотношениями с векторами поля $\dot{E}$, $\dot{H}$, для которых левые части совпадали бы с хорошо изученными уравнениями Гельмгольца [10, 13, 14], а правые части содержали сторонние токи непосредственно, без дифференциальных операторов.

Так как векторный анализ для дифференциальных операций второго порядка дает тождество [13, прил. 1]

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{a} \equiv 0, \quad (1.30)$$

соотношение (1.20) представим в виде

$$\dot{H} = \frac{1}{\mu_a} \operatorname{rot} \dot{A}_3. \quad (1.31)$$

Векторная функция $\dot{A}_3$, введенная таким образом, называется *векторным электрическим потенциалом*. Этот термин обусловлен тем, что эта функция возникает в задачах возбуждения ЭМ поля сторонними электрическими токами [11]. Для того чтобы связать $\dot{A}_3$ с напряженностью электрического поля, подставим вектор (1.31) в уравнение (1.19):

$$\operatorname{rot} \dot{E} + j\omega \operatorname{rot} \dot{A}_3 = 0 \quad (1.32)$$

или

$$\operatorname{rot} \left(\dot{E} + j\omega \dot{A}_3 \right) = 0. \quad (1.33)$$

Согласно формуле векторного анализа [13, прил. 1],

$$\operatorname{rot} \operatorname{grad} \dot{\varphi}_\vartheta = 0 \quad (1.34)$$

уравнение (1.33) будет выполняться всегда, если

$$\dot{E} + j\omega \dot{A}_\vartheta = -\operatorname{grad} \dot{\varphi}_\vartheta,$$

где $\dot{\varphi}_\vartheta$ – некоторая функция координат, называемая *скалярным электрическим потенциалом*.

Следовательно, напряженности электрического и магнитного полей могут быть выражены через векторный и скалярный электрические потенциалы:

$$\dot{E} = -\operatorname{grad} \dot{\varphi}_\vartheta - j\omega \dot{A}_\vartheta, \quad \dot{H} = \frac{1}{\mu_a} \operatorname{rot} \dot{A}_\vartheta. \quad (1.35)$$

После подстановки (1.35) в (1.18) и соответствующих преобразований (для среды без потерь) получим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \dot{A}_\vartheta + j\omega \mu_a \varepsilon_a \operatorname{grad} \dot{\varphi}_\vartheta - \omega^2 \mu_a \varepsilon_a \dot{A}_\vartheta = \mu_a \dot{J}_{\text{СТ}}. \quad (1.36)$$

Раскрывая $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \dot{A}_\vartheta = \operatorname{grad} \operatorname{div} \dot{A}_\vartheta - \nabla^2 \dot{A}_\vartheta$, преобразуем (1.36) к виду:

$$\operatorname{grad}(\operatorname{div} \dot{A}_\vartheta + j\omega \mu_a \varepsilon_a \dot{\varphi}_\vartheta) - \nabla^2 \dot{A}_\vartheta - k^2 \dot{A}_\vartheta = \mu_a \dot{J}_{\text{СТ}}. \quad (1.37)$$

Если потребовать совместное удовлетворение потенциалов $\dot{A}_\vartheta$ и $\dot{\varphi}_\vartheta$ соотношению калибровки Лоренца:

$$\operatorname{div} \dot{A}_\vartheta + j\omega \mu_a \varepsilon_a \dot{\varphi}_\vartheta = 0,$$

то (1.37) преобразуется в *неоднородное уравнение Гельмгольца* относительно векторного электрического потенциала:

$$\nabla^2 \dot{A}_\vartheta + k^2 \dot{A}_\vartheta = -\mu_a \dot{J}_{\text{CT}}^\vartheta. \quad (1.38)$$

Тогда, согласно (1.35), комплексные амплитуды векторов электрического и магнитного поля, возбуждаемого $\dot{J}_{\text{CT}}^\vartheta$, примут вид

$$\dot{E} = \frac{1}{j\omega\mu_a\epsilon_a} (\text{grad div } \dot{A}_\vartheta + k^2 \dot{A}_\vartheta), \quad \dot{H} = \frac{1}{\mu_a} \text{rot } \dot{A}_\vartheta. \quad (1.39)$$

В отличие от (1.26) и (1.27), правой частью (1.38) служит известная функция, описывающая распределение в пространстве плотности стороннего (возбуждающего) электрического тока непосредственно.

Векторное уравнение (1.38) в декартовой системе координат распадается на три независимых скалярных уравнения относительно проекций $\dot{A}_\vartheta(x, y, z)$:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \dot{A}_{\vartheta x} + k^2 \dot{A}_{\vartheta x} &= -\mu_a \dot{J}_{\text{CT}x}^\vartheta; \\ \nabla^2 \dot{A}_{\vartheta y} + k^2 \dot{A}_{\vartheta y} &= -\mu_a \dot{J}_{\text{CT}y}^\vartheta; \\ \nabla^2 \dot{A}_{\vartheta z} + k^2 \dot{A}_{\vartheta z} &= -\mu_a \dot{J}_{\text{CT}z}^\vartheta. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Так как все три уравнения из системы (1.40) идентичны, следовательно, задача возбуждения ЭМ волн в свободном пространстве без потерь может быть сведена к решению неоднородного скалярного уравнения вида (1.40).

1.4. Решение неоднородного уравнения Гельмгольца. Функция Грина

Решение неоднородного уравнения (1.38) может быть представлено как в виде ряда по собственным функциям оператора Лапласа (метод разделения переменных – метод Фурье) [9], так и в виде интегрального соотношения, где ядром является функция Грина.

Тогда функцией Грина $G(r, r_0)$ волнового уравнения (1.38) будет называться вспомогательная функция, используемая при решении этого уравнения, которая сама удовлетворяет этому уравнению с той же левой частью и с δ -функцией в качестве возбуждающего тока [18].

Для дальнейшего рассмотрения представим соответствующие скалярные уравнения как функции радиус-вектора точек наблюдения ЭМ поля и точек, где расположен дискретный источник возбуждения. В декартовой системе координат расстоянию между этими точками соответствует формула

$$r = |\vec{r} - \vec{r}_0| = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}.$$

Пусть уравнение (1.38) для любой компоненты векторного потенциала примет вид

$$\nabla^2 u(\vec{r}) + k^2 u(\vec{r}) = f(\vec{r}), \quad (1.41)$$

а для функции Грина

$$\nabla^2 G(\vec{r}, \vec{r}_0) + k^2 G(\vec{r}, \vec{r}_0) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0). \quad (1.42)$$

Тогда, умножая (1.42) на $u(r)$, а (1.41) на $G(r, r_0)$, вычитая первое из второго и интегрируя по объему области, содержащей источник поля, получим:

$$\begin{aligned} \iiint_V \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \cdot u(\vec{r}) dV &= \iiint_V f(\vec{r}) \cdot G(\vec{r}, \vec{r}_0) dV + \\ &+ \iiint_V \{u(\vec{r}) \cdot \nabla^2 G(\vec{r}, \vec{r}_0) - G(\vec{r}, \vec{r}_0) \cdot \nabla^2 u(\vec{r})\} dV. \end{aligned} \quad (1.43)$$

Известное свойство δ -функции, рассмотренное в [11], когда для всех $\vec{r} \neq \vec{r}_0$ функция $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ равна нулю, дает при интегрировании по любому объему, содержащему источник ЭМ поля единичной интенсивности,

$$\begin{aligned} \iiint_V \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) dV &= \iiint_V \delta(x - x_0) \cdot \delta(y - y_0) \cdot \delta(z - z_0) dx dy dz = \\ &= \iiint_V \delta(x - x_0) \cdot \delta(y - y_0) \cdot \delta(z - z_0) dx_0 dy_0 dz_0 = 1, \end{aligned} \quad (1.44)$$

где x, y, z – координаты точки наблюдения, а x_0, y_0, z_0 – координаты точки источника. С использованием (1.44) и второй формулы Грина [10, 11, 17, 18], (1.44) может быть преобразовано к виду

$$u(\vec{r}) = \iiint_V f(\vec{r}) \cdot G(\vec{r}, \vec{r}_0) dV + \iint_S \left\{ u \cdot \frac{\partial G}{\partial n} - G \cdot \frac{\partial u}{\partial n} \right\} dS, \quad (1.45)$$

где S – поверхность, ограничивающая область V . Формула (1.45) дает непосредственное решение (1.41), когда G подчиняется тем же условиям на границе области, которым должно удовлетворять u . Например, если на поверхности S , окружающей объем V и содержащей все источники ЭМ поля, $u|_S = 0$ и функция $G|_S = 0$, то в (1.45) останется только объемный интеграл:

$$u(\vec{r}) = \iiint_V f(\vec{r}) \cdot G(\vec{r}, \vec{r}_0) dV. \quad (1.46)$$

Физический смысл (1.46) следующий: результирующее возмущение, наблюдаемое в точке с радиус-вектором $\vec{r}$, является взвешенной суммой элементарных возмущений от всех источников. Роль весовой функции играет при этом функция Грина уравнения Гельмгольца.

1.5. Функция Грина однородного трехмерного пространства

Однородное трехмерное пространство является изотропным – характеристики ЭМ волн никак не связаны с направлением их распространения. В этом случае функция $\dot{G}(\vec{r}, \vec{r}_0)$ будет зависеть от одного аргумента $r = |\vec{r} - \vec{r}_0|$ – длины радиус-вектора, проведенного из точки размещения источника в точку наблюдения. Тогда при всех $r \neq 0$ функция $\dot{G}(r)$ является решением однородного уравнения Гельмгольца:

$$\nabla^2 \dot{\psi} + k^2 \dot{\psi} = 0, \quad (1.47)$$

и при условии сферической симметрии ($\frac{\partial}{\partial \varphi}(\psi) = \frac{\partial}{\partial \theta}(\psi) = 0$) относительно скалярной функции Ψ получим уравнение [9,11]:

$$\frac{d^2}{dr^2} \dot{\psi} + \frac{2}{r} \cdot \frac{d}{dr} \dot{\psi} + k^2 \dot{\psi} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{d^2}{dr^2} (\dot{\psi} r) + k^2 (\dot{\psi} r) = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\dot{\psi} = C_1 \frac{e^{-jkr}}{r} + C_2 \frac{e^{+jkr}}{r}. \quad (1.48)$$

Тогда $\dot{\psi}$ представляет собой две сферические волны:

– падающую, определяемую слагаемым $C_1 \frac{e^{-jkr}}{r}$ (уходит в бесконечность);

– отраженную, определяемую слагаемым $C_2 \frac{e^{+jkr}}{r}$ (приходит из бесконечности). Физический смысл для задач излучения ЭМ волн имеет первая, которая дает следующее выражение для функции Грина:

$$\dot{G}(r) = C_1 \frac{e^{-jkr}}{r}, \quad (1.49)$$

где C_1 – некоторая постоянная. Определение ее, проведенное в [11], дает

$$C_1 = -\frac{1}{4\pi}, \quad \text{и выражение} \quad \dot{G}(r) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r}, \quad \text{или} \quad \dot{G}(\vec{r}, \vec{r}_0) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}_0|}}{|\vec{r}-\vec{r}_0|},$$

позволяет записать решение скалярного неоднородного уравнения Гельмгольца (1.38) как

$$\dot{A}_3(\vec{r}) = \frac{\mu_a}{4\pi} \iiint_V J_{\text{ст}}^3(\vec{r}_0) \cdot \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}_0|}}{|\vec{r}-\vec{r}_0|} dx_0 dy_0 dz_0. \quad (1.50)$$

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Как следует из (1.39), векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ для любой точки пространства определяются через векторный электрический потенциал, согласно (1.50), которое является строгим и применимо при любом взаимном положении точек источников ЭМ поля и точек наблюдения. Однако получить с помощью (1.50) простые замкнутые (аналитические) выражения даже для простых излучающих систем затруднительно [9]. Вследствие этого необходимо ввести упрощающие предположения, связанные с разбиением пространства на *дальнюю, промежуточную и ближнюю* зоны в окрестности излучателя, а также соответствующим распределением тока (электрического или магнитного).

Тогда любую излучающую систему можно рассматривать как совокупность множества элементарных излучателей и, воспользовавшись принципом суперпозиции (для линейных систем), определить ЭМ поле антенны как геометрическую сумму полей элементарных излучателей. К элементарным излучателям относится электрический вибратор (диполь Герца), электрическая рамка (магнитный диполь), щелевой излучатель и излучатель (элемент) Гюйгенса.

2.1. Элементарный электрический вибратор (диполь Герца)

Элементарный электрический вибратор физически представляет собой тонкий проводник длиной l с шарами на концах (рис. 2.1). Шары создают емкость, позволяющую обеспечить постоянство амплитуды тока вдоль проводника, который протекает вдоль отрезка прямой линии при исчезающе малой площади поперечного сечения (нить тока).

Считается, что длина излучающей области l значительно меньше длины электромагнитной волны λ в окружающей среде. Так как в разрыв отрезка l включен генератор синусоидального напряжения, то ток проводи-

мости, протекая по одному плечу излучателя, создает в пространстве ток смещения ($\vec{J}_{\text{см}} = \epsilon_a \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}$) и через другое плечо возвращается в источник (рис. 2.1, а).

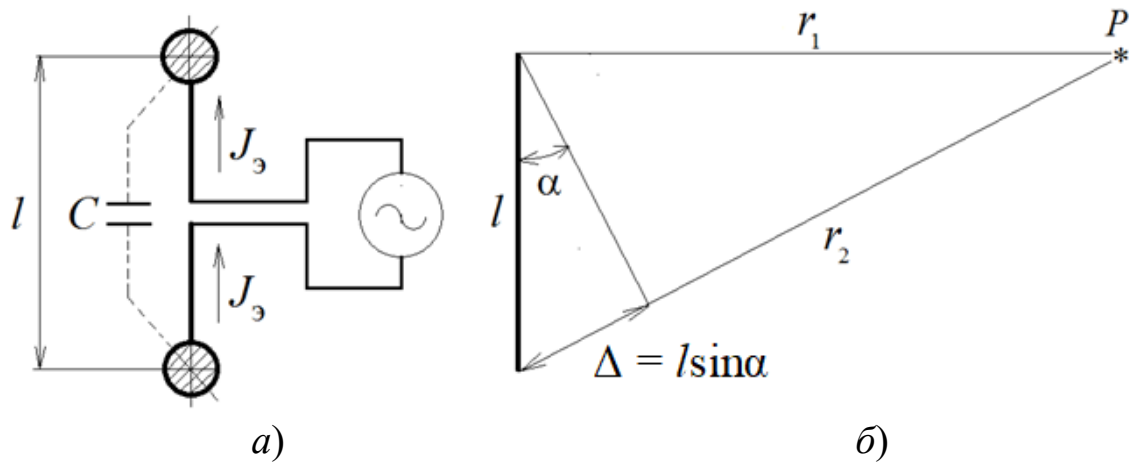


Рис. 2.1. Элементарный электрический излучатель:

а) диполь Герца; б) нахождение разности хода волн от двух крайних точек излучателя

Условие малости длины такого излучателя по сравнению с длиной волны позволяет рассматривать его как точечный источник ЭМ волн. Тогда в произвольном образом расположенную точку наблюдения P приходят сферические волны, возбуждаемые всеми участками проводника (нити тока). Наибольшая геометрическая разность хода (рис. 2.1, б) для двух волн с радиус-векторами r_1 и r_2 составит $\Delta = l \sin \alpha$, откуда разность фаз, возбужденных колебаний будет равна

$$\delta\varphi = \beta\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} \sin \alpha. \quad (2.1)$$

Согласно (2.1), при $\frac{l}{\lambda} \ll 1$ диполь Герца излучает как бы единую сферическую волну и в этом смысле может считаться точечным источником ЭМ волн [11].

Поместим элементарный электрический излучатель в начальной точке сферической системы координат (r, θ, φ) параллельно полярной оси Z (рис. 2.2).

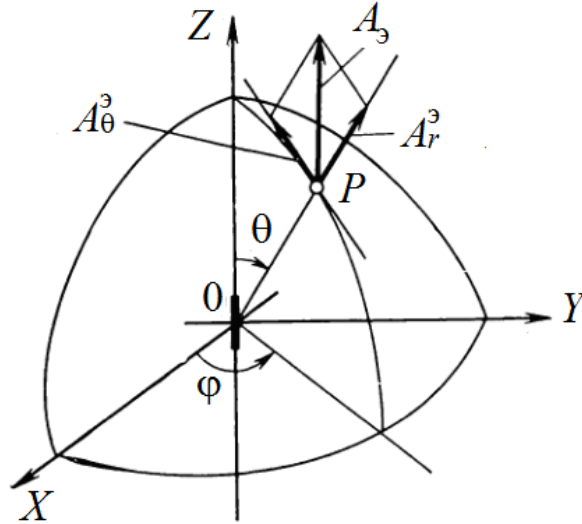


Рис. 2.2. Определение сферических проекций векторного потенциала

Так как плотность нити тока проводимости $\dot{J}_{CT} = \dot{I} \delta(x_0) \cdot \delta(y_0) i_z$ существует только в пределах длины провода вибратора при $\vec{r}_0 = 0$ и имеет постоянную амплитуду, преобразуем (1.50):

$$\dot{A}_3(\vec{r}) = \frac{\mu_a}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \iiint_V \dot{J}_{CT} dx_0 dy_0 dz_0. \quad (2.2)$$

Для вычисления (2.2) используем фильтрующее свойство δ -функции (1.44), положив $\mu_a = \mu_0$ следующим образом:

$$\iiint_V \dot{J}_{CT} dx_0 dy_0 dz_0 = i_z \int_0^l dz \int \int I \delta(x_0) \cdot \delta(y_0) dx_0 dy_0 = I l i_z. \quad (2.3)$$

Подставим (2.3) в (2.2), получим

$$\dot{A}_z(r) = \frac{\mu_0 I l}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r}, \quad (2.4)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

Выражение (2.4) показывает, что векторный электрический потенциал ЭМ поля, возбуждаемый элементарным электрическим вибратором, описывается функцией, соответствующей однородной сферической волне, распространяющейся вдоль радиальной координаты r со скоростью света [11]. Используя формулы перехода от декартовых составляющих вектора $A_{x,y,z}^{\vartheta}$ к сферическим составляющим, получим [17]:

$$\begin{aligned} \dot{A}_r^{\vartheta} &= \dot{A}_x^{\vartheta} \cos \varphi \sin \theta + \dot{A}_y^{\vartheta} \sin \varphi \sin \theta + \dot{A}_z^{\vartheta} \cos \theta; \\ \dot{A}_{\theta}^{\vartheta} &= \dot{A}_x^{\vartheta} \cos \varphi \cos \theta + \dot{A}_y^{\vartheta} \sin \varphi \cos \theta - \dot{A}_z^{\vartheta} \sin \theta; \\ \dot{A}_{\varphi}^{\vartheta} &= -\dot{A}_x^{\vartheta} \sin \varphi + \dot{A}_y^{\vartheta} \cos \varphi. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Так как $\dot{A}_x^{\vartheta} = \dot{A}_y^{\vartheta} = 0$, будем иметь:

$$\dot{A}_r^{\vartheta} = \frac{\mu_0 \dot{I} l}{4\pi} \cos \theta \frac{e^{-jkr}}{r}; \quad \dot{A}_{\theta}^{\vartheta}(r) = -\frac{\mu_0 \dot{I} l}{4\pi} \sin \theta \frac{e^{-jkr}}{r}; \quad \dot{A}_{\varphi}^{\vartheta} = 0. \quad (2.6)$$

Далее, используя (1.39) в сферической системе координат, подставив в них (2.6), определим составляющие электрических и магнитных полей излучателя [17]:

$$\begin{aligned} H_{\varphi} &= \frac{\dot{I} \cdot l}{4\pi r^2} (1 + jkr) \sin \theta e^{-jkr}; \\ E_r &= \frac{\dot{I} \cdot l}{j2\pi\omega\epsilon_0\epsilon_r} \left(\frac{1}{r^3} + j \frac{k}{r^2} \right) \cos \theta e^{-jkr}; \\ E_{\theta} &= \frac{\dot{I} \cdot l}{j2\pi\omega\epsilon_0\epsilon_r} \left(\frac{1}{r^3} + j \frac{k}{r^2} - \frac{k^2}{r} \right) \sin \theta e^{-jkr}; \\ H_r &= H_{\theta} = E_{\varphi} = 0. \end{aligned} \quad (2.7)$$

2.2. Ближняя и дальняя зоны элементарного электрического излучателя

В (2.7) $k = \omega \sqrt{\mu_a \epsilon_a}$, а с учетом того, что $c = 1/\sqrt{\mu_a \epsilon_a}$, формулу для k представим в виде

$$k = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda},$$

где λ – длина волны колебания в среде с параметрами μ_a , ϵ_a . Из выражений (2.7) для составляющих поля следует, что всегда может быть определено такое расстояние r , при котором справедливо неравенство

$$kr \ll 1 \text{ или } r \ll \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2.8)$$

Тогда выражения (2.7) существенно упрощаются:

$$\begin{aligned} H_\varphi &= \frac{\dot{I} \cdot l}{4\pi r^2} \sin \theta; \\ E_r &= \frac{\dot{I} \cdot l}{j2\pi\omega\epsilon_0\epsilon_r r^3} \cos \theta; \\ E_\theta &= \frac{\dot{I} \cdot l}{j2\pi\omega\epsilon_0\epsilon_r r^3} \sin \theta. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Из (2.9) следует, что векторы электрического и магнитного полей ортогональны в пространстве и сдвинуты по фазе на 90° , следовательно, поток мощности, определяемый вектором Умова – Пойнтинга ($\vec{P} = \frac{1}{2} [\vec{E} \times \vec{H}^*]$), носит реактивный (мнимый) характер [17]. В течение периода колебаний энергия источника отдается окружающему пространству и возвращается к источнику, то есть энергия ЭМ поля в *ближней зоне* находится в колебательном состоянии. *Ближняя зона* называется *областью реактивного ближнего поля*.

Для дальней зоны $kr \gg 1$. Тогда (2.7) примут вид:

$$H_\varphi = j \frac{\dot{I} \cdot l \cdot k}{4\pi r} \sin \theta e^{-jkr}, \quad E_\theta = j \frac{\dot{I} \cdot l \cdot k^2}{4\pi \omega \epsilon_0 \epsilon_r r} \sin \theta e^{-jkr}, \quad E_r \approx 0. \quad (2.10)$$

Из (2.10) следует, что в *дальней зоне* электрические и магнитные поля синфазны, и ЭМ поле в этой зоне является поперечным. Тогда среднее значение вектора Умова – Пойнтинга в *дальней зоне*, равное

$$\vec{\Pi}_{\text{сред.}} = \frac{1}{2} \text{Re} [\vec{E} \times \vec{H}^*] = \vec{r}_0 \frac{|I_z^e|^2 l^2 k^3}{32\pi^2 \omega \epsilon_a r^2} \sin^2 \theta, \quad (2.11)$$

будет ориентировано вдоль положительного направления радиальной оси, т. е. энергия ЭМ поля излучается в окружающее пространство [9, 17, 19].

Мощность излучения P_Σ диполя будет равна потоку вектора $\vec{\Pi}_{\text{сред.}}$ через поверхность радиуса r :

$$P_\Sigma = \iint_S \vec{\Pi}_{\text{сред.}} \cdot d\vec{S} = \frac{|I_z^e|^2 l^2 k^3}{32\pi^2 \omega \epsilon_a} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = |I_z^e|^2 \frac{R_\Sigma}{2}, \quad (2.12)$$

где $dS = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$ и $R_\Sigma = 2 \cdot \frac{l^2 k^3}{32\pi^2 \omega \epsilon_a} \cdot \frac{4}{3} \cdot 2\pi = \frac{2\pi}{3} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2$.

Учитывая то, что $Z_C = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi$ – волновое сопротивление свобод-

ного пространства, для диполя Герца $R_\Sigma = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2$ Ом характеризует так называемое *сопротивление излучения*. Эта величина характеризует излучательную способность антенны. Так, при одной и той же амплитуде тока в излучателе значение P_Σ тем больше, чем выше сопротивление излучения [9, 11, 19].

Угловые распределения составляющей поля $\vec{E}_\theta$ в дальней зоне при $r = \text{const}$, согласно (2.10), могут быть описаны посредством двух функций:

$$F_{\theta}(\theta, \varphi) = \frac{E_{\theta}(\theta, \varphi)}{|F_{\theta \max}(\theta_1, \varphi_1)|}, \quad F_{\varphi}(\theta, \varphi) = 0, \quad (2.13)$$

где θ_1, φ_1 – углы максимального излучения компоненты $\vec{E}_{\theta}$.

Из (2.10) и (2.13) следует, что $F_{\theta}(\theta, \varphi) = \sin \theta$ и является объемной функцией двух переменных $\{\theta, \varphi\}$. Для анализа характеристик направленности вводят две плоскости: меридиональную ($\varphi = 0$) и азимутальную ($\theta = \pi/2$).

В меридиональной плоскости функция

$$F_{\theta}(\theta, \varphi = \text{const}) = \sin \theta. \quad (2.14)$$

В азимутальной плоскости напряженность электрического поля не зависит от угла φ и

$$F_{\theta}(\theta = \text{const}, \varphi) = 1. \quad (2.15)$$

Тогда на рис. 2.3 представлена диаграмма направленности (ДН) диполя Герца, построенная по формулам (2.14) и (2.15).

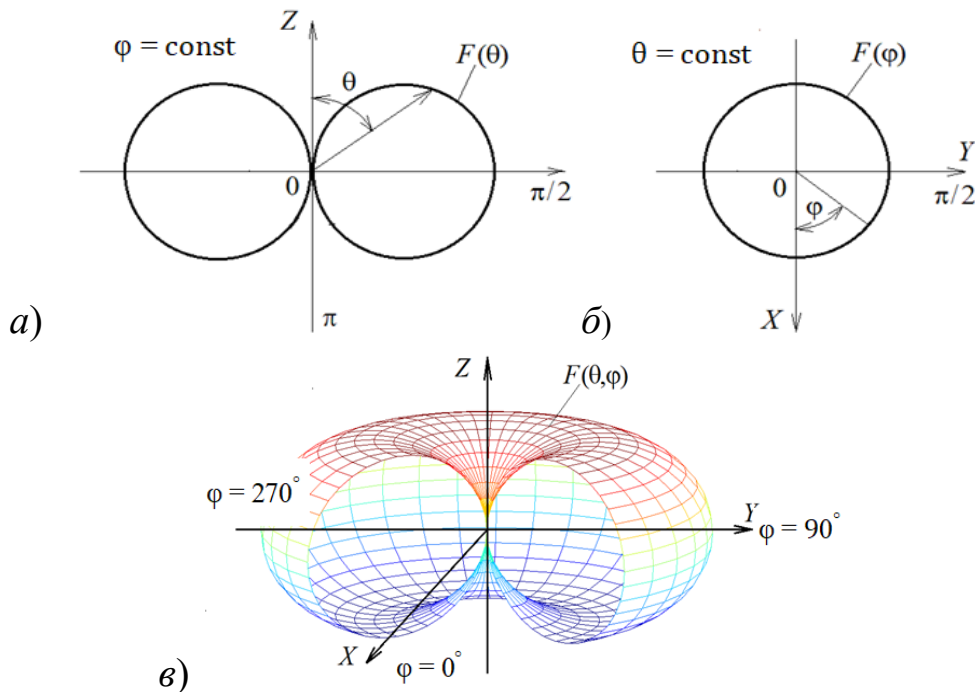


Рис. 2.3. Диаграммы направленности диполя Герца:

а) в меридиональной плоскости; б) в азимутальной плоскости; в) пространственная диаграмма направленности.

2.3. Элементарный магнитный излучатель

Как показано в [11, 17, 19], в качестве физической модели элементарного магнитного вибратора (излучателя) могут быть рассмотрены следующие структуры:

- магнитный диполь (рис. 2.4, а), содержащий стержень из ферромагнитного материала (феррита с $\mu_r \gg 1$), возбуждаемый петлей с током проводимости;
- щель в проводящем экране (рис. 2.4, б), возбуждаемая источником высокочастотного напряжения.

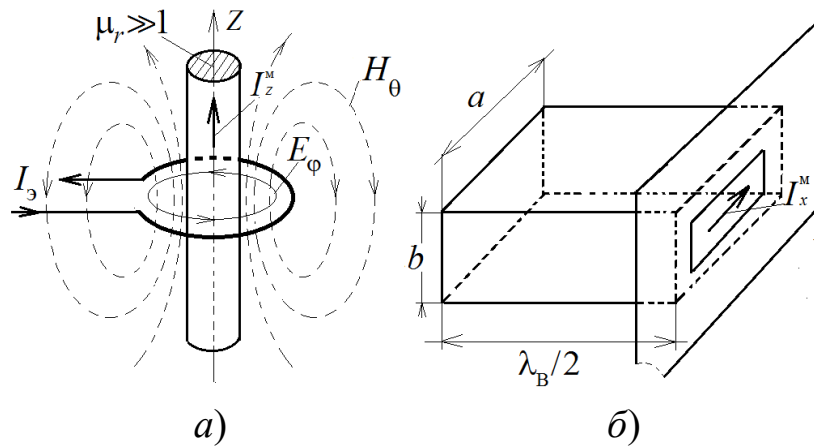


Рис. 2.4. Физические реализации магнитных излучателей:

а) магнитная антенна длинноволнового (ДВ), средневолнового (СВ) и коротковолнового (КВ) диапазонов; б) излучающая щель, возбуждаемая высокочастотным (ВЧ) напряжением в зазоре

Геометрическое сходство электрических и магнитных полей (см. рис. 1.1) является следствием симметрии двух основных уравнений Максвелла (1.17) и (1.18), которые при $\sigma = 0$ переходят одно в другое при следующих перестановках:

$$\dot{E} \leftrightarrow \dot{H}; \quad \varepsilon_a \leftrightarrow -\mu_a; \quad \dot{J}_{\text{ст}}^{\text{э}} \leftrightarrow -\dot{J}_{\text{ст}}^{\text{м}}. \quad (2.16)$$

Соотношения (2.16) отображают принцип *перестановочной двойственности* для электромагнитного поля [9, 11, 17]. Согласно этому прин-

ципу, если известно решение задачи для электрического излучателя, простая перестановка позволяет сразу получить решение двойственной (дуальной) задачи, в которой конфигурация силовых линий магнитного поля повторяет конфигурацию силовых линий электрического поля в исходном процессе [11, 19]. Тогда для излучателя (см. рис. 2.4, *a*), ориентированного вдоль оси Z (см. рис. 2.2) из условия $\dot{\vec{E}} = -\frac{1}{\epsilon_a} \text{rot } \dot{\vec{A}}_M$ может быть введен векторный магнитный потенциал, и все формулы, полученные для диполя Герца с учетом (2.16) для *дальней зоны*, примут вид:

$$\begin{aligned}\dot{E}_\varphi &= -j \frac{I_z^M \cdot l \cdot k}{4\pi r} \sin \theta e^{-jkr}; \\ \dot{H}_\theta &= j \frac{I_z^M \cdot l \cdot k^2}{4\pi\omega\mu_0\mu_r r} \sin \theta e^{-jkr}; \\ E_r &= E_\theta = H_r = H_\varphi = 0.\end{aligned}\tag{2.17}$$

Также следует отметить, что диаграммы направленности элементарных электрического и магнитного вибратора одинаковы:

$$F_\varphi(\theta, \varphi = 0) = \sin \theta, \quad F_\theta(\theta = \pi/2, \varphi) = 1.\tag{2.18}$$

Мощность излучения определяется через сопротивление излучения по формулам [11]:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} |I_z^M|^2 \frac{1}{R_\Sigma}; \quad R_\Sigma = \frac{3\pi Z_C}{2k^2} = 45 \left(\frac{\lambda}{l} \right)^2.$$

Если для излучателя (см. рис. 2.4, *a*) I_z^M амплитуда магнитного тока представляет собой произведение модуля тангенциальной составляющей напряженности электрического поля на поверхности магнитопровода $|\vec{E}_\tau|$ на периметр его поперечного сечения, то для щелевого излучателя (рис. 2.4, *б*) $I_z^M = 2U_{\text{щ}}$, где $U_{\text{щ}}$ – напряжение между краями щели [9, 11, 17, 19].

3. СИММЕТРИЧНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВИБРАТОР В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Электрическим вибратором называют излучатель ЭМ волн в виде тонкого проводника общей длины $l_1 + l_2$ и радиуса a , возбуждаемого в точках разрыва генератором ВЧ (рис. 3.1). При равенстве плеч $l_1 = l_2 \geq \frac{\lambda_0}{4}$ такой вибратор называется *симметричным*.

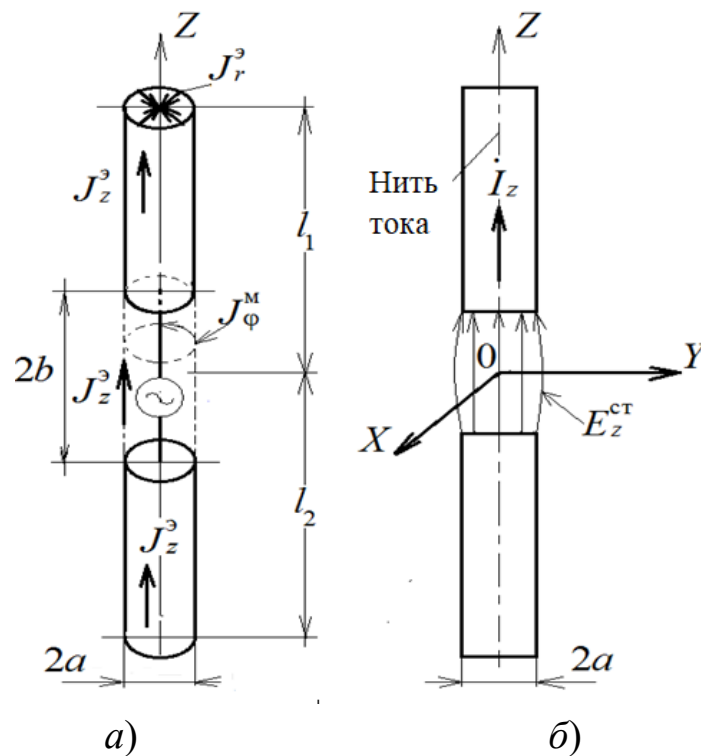


Рис. 3.1. Электрический вибратор:
а) 3D-модель; б) электродинамическая модель

Под воздействием $E(t)$ генератора на поверхности идеальных проводников вибратора возникает ток проводимости с плотностью J_z^e , который, распределяясь по длине последнего, возбуждает ЭМ поле, удовлетворяю-

щие уравнениям Максвелла (1.9)–(1.12) на поверхности проводника и условию излучения на бесконечности [12, 17]. В свободном пространстве, когда в *ближней зоне* вибратора отсутствуют проводящие поверхности и диэлектрические тела ($\varepsilon_r > 1$), имеет место осевая симметрия ($\frac{\partial}{\partial \varphi}(\dots) = 0$) и на боковой поверхности вибратора токи имеют только продольные составляющие J_z^3 , а на торцевых поверхностях – радиальные составляющие J_r^3 . В зазоре между плечами вибратора, когда $a \ll l_1, l_2, \lambda$ (тонкие «проволочные» антенны), существуют две компоненты ЭМ поля – E_θ и H_φ .

На цилиндрической поверхности S этого радиуса, затягивающей зазор, согласно *теореме эквивалентности* [9, 11, 20], могут быть определены как фиктивные поверхностные электрические токи, так и азимутальные магнитные по формулам: $J_S^3 = [n_0, H_\varphi]$ и $J_S^M = -[n_0, E_\theta]$, где n_0 – нормаль к поверхности S . По сравнению с идеальным электрическим вибратором (разд. 2.1), где распределение тока по длине предполагалось постоянным, для исследования свойств симметричного вибратора необходимо решить последовательно следующие задачи:

- установить закон распределения излучающих токов на его поверхности, т. е. решить *внутреннюю задачу* электродинамики;
- после этого становится возможным определение ДН излучателя и других параметров (комплексного входного сопротивления) – *внешняя задача* электродинамики.

3.1. Интегральные уравнения для распределения тока на вибраторе

Для тонких вибраторов *внутренняя задача* строится на основании следующих предположений:

- вибратор предполагается узким ($2a \ll l, \lambda$) так, что поперечной составляющей тока проводимости по сравнению с продольной можно пренебречь;
- трубчатый вибратор считается идеально проводящим, при этом продольная составляющая поверхностной плотности тока вместе с эквивалентным маг-

нитным током в зазоре заменяется неизвестной функцией $J_z^3(z)$, непрерывной в области зазора и обращающейся в нуль на концах вибратора: $z = \pm l$;

– касательная составляющая вектора электрического поля $E_z(z)$, создаваемая током на боковой поверхности вибратора, обращается в нуль всюду, кроме области зазора длиной $2b$, где она приравняется к некоторой возбуждающей функции $E_z^{\text{сг}}(z)$.

Для узких зазоров $E_z^{\text{сг}}(z)$ можно считать постоянной величиной.

Векторы ЭМ поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в отсутствии магнитных токов выражаются через *векторный электрический потенциал*, согласно (1.39), а последний, в свою очередь, формулой (1.50). Тогда, если электрические токи параллельны оси OZ , то векторный потенциал $\dot{A}_z$ также будет иметь лишь z -составляющую. Первое уравнение (1.39) в этом случае примет вид

$$\dot{E}_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_a} \left(\frac{\partial^2 \dot{A}_z}{\partial z^2} + k^2 \dot{A}_z \right). \quad (3.1)$$

Создаваемое объемной плотностью тока $J_{\text{сг},z}^3$ поле будет равно

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_a} \iiint_V \left(\frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z^2} + k^2 G(z, z') \right) J_{\text{сг},z}^3 dV, \quad (3.2)$$

где для плотности тока, равномерно распределенной по поверхности кругового цилиндра, при $a \ll \lambda$, и точке наблюдения, расположенной на оси цилиндра,

$$G(z, z') = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \text{ и } R = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}.$$

Тогда (3.2) примет вид

$$\int_{-l}^{+l} I_z^3(z') \left(\frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z^2} + k^2 G(z, z') \right) dz' = -j\omega\epsilon_a E_z^{\text{сг}}(z) \quad (3.3)$$

относительно тока $I_z^3(z) = 2\pi \cdot a \cdot J_z^3(z)$ – нить тока проводимости [17, 20]. $E_z^{\text{сг}}$ получается из соотношения $E_z^{\text{п}} = E_z + E_z^{\text{сг}}$, где $E_z^{\text{п}}$ – полная тангенциальная составляющая электрического поля на боковой поверхности вибратора, E_z – поле, порождаемое током I_z^3 , $E_z^{\text{сг}}$ – наведенное поле за счет сторонних источников. При анализе симметричного вибратора под $E_z^{\text{сг}}$ понимается как поле падающей волны в режиме приема, так и напряженность стороннего поля, создаваемая генератором в зазоре длиной $2b$.

В этом случае, так как $E_z^{\text{п}} = 0$ на идеальной проводящей поверхности, $E_z = -E_z^{\text{сг}}$. Уравнение (3.3) называется *интегральным уравнением Поклингтона* и при анализе тонких вибраторов позволяет оперировать конечными значениями зазора, возбуждаемого кольцевым магнитным током (рис. 3.1, а).

В том случае, если в зазоре $\Delta = 2b \approx 0$ действует напряжение

$$U_0 = \dot{\Phi}_1 - \dot{\Phi}_2, \quad (3.4)$$

где $\dot{\Phi}_1$ и $\dot{\Phi}_2$ – потенциалы в точках 1 и 2 (см. рис. 3.1, а). Тогда с учетом граничных условий для $E_z^{\text{п}}$ на идеальной проводящей поверхности вибратора уравнение (3.1) преобразуется:

$$\frac{\partial^2 \dot{A}_z}{\partial z^2} + k^2 \dot{A}_z = 0 \quad (3.5)$$

и решения (3.5) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \dot{A}_z(z) &= \frac{\mu_a}{4\pi} \left(\dot{A} \cdot \cos kz + \dot{B} \cdot \sin kz \right); \quad \Delta/2 \leq z \leq l; \\ \dot{A}_z(z) &= \frac{\mu_a}{4\pi} \left(\dot{C} \cdot \cos kz + \dot{D} \cdot \sin kz \right); \quad -l \leq z \leq -\Delta/2, \end{aligned}$$

где в силу симметрии задачи $\dot{C} = \dot{A}$, $\dot{D} = -\dot{B}$ – постоянные интегрирования и

$$\dot{A}_z(z) = \frac{\mu_a}{4\pi} \left(\dot{A} \cdot \cos kz + \dot{B} \cdot \sin k|z| \right), \quad -l \leq z \leq l. \quad (3.6)$$

Постоянная $\dot{B}$ находится из условия (3.4) с учетом $\Delta = 2b \approx 0$:

$$\dot{B} = -j \frac{2\pi}{Z_0} U_0. \quad (3.7)$$

Тогда относительно неизвестной функции $\int_{-l}^{+l} I_z^{\circ}(z') G(z, z') dz'$ уравнение (3.3) с учетом (3.6) и (3.7) преобразуется в *интегральное уравнение Галлена* [20, 21]:

$$\int_{-l}^{+l} I_z^{\circ}(z') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dz' = \dot{A} \cdot \cos kz - j \frac{2\pi}{Z_0} U_0 \sin k|z|. \quad (3.8)$$

Постоянная $\dot{A}$ определяется из условия обращения тока в нуль на концах вибратора ($z = \pm l$).

Решений уравнений (3.3) и (3.8) в аналитическом виде не существует, однако в [16] детально рассмотрено применение «метода моментов» в плане алгоритмизации вычислительного процесса, направленного на определение закона распределения нити тока $I_z^{\circ}(z)$, помещенной на оси вибратора, и позволяющего в дальнейшем рассчитать ДН в *дальней зоне* излучателя.

Однако, как показано в [17, 20] и других работах В. А. Неганова, для реальных конструкций вибраторов, когда a и $\Delta = 2b$ имеют конечные размеры ($a \approx \lambda/32 \div \lambda/64$), распределение тока по поверхности трубчатого проводника начинает отличаться от синусоидального тем сильнее, чем толще вибратор. Последнее требует определения всех трех компонент ЭМ поля в *ближней и промежуточной зоне* излучателя (E_{ρ}, E_z, H_{ϕ}) с однозначным выполнением граничных условий для E_{ρ}, E_z как на поверхности трубок радиусом ($r = a$), так и в зазоре ($\Delta = 2b$). Как показано в [12, 21], в первом приближении для «узких» вибраторов, в частности, для симметричных по-

лувоновых вибраторов ($l_1 + l_2 = 0,5\lambda_0$) может быть использована модель «длинной линии» с потерями, тогда в разомкнутом плече $\frac{\lambda}{2}$ вибратора распределение тока принимается

$$I_z = I_{\pi} \sin k(l - |z|), \quad (3.9)$$

где $I_{\pi} = \frac{I_0}{\sin kl}$, а I_0 — значение тока в точках питания (фактически при $z = 0$).

3.2. Электрические параметры прямолинейного симметричного вибратора в дальней зоне

Для распределения тока (3.9) напряженность электрического поля, создаваемого симметричным вибратором в некоторой точке M свободного пространства, может быть определена как векторная сумма полей, от всех бесконечно малых участков вибратора длиной dz (рис. 3.2).

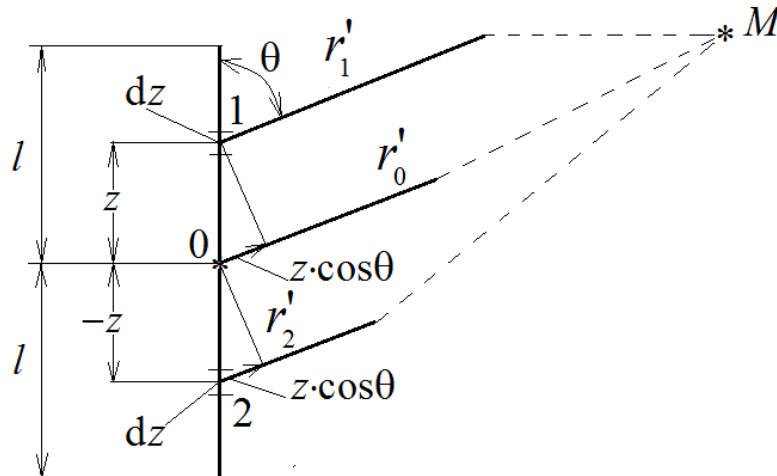


Рис. 3.2. Расчет поля излучения в дальней зоне симметричного вибратора

Ввиду малости длины участка dz распределение тока на этом участке можно считать равномерным. Следовательно, симметричный вибратор представим состоящим из непрерывно распределенных диполей Герца длиной dz . Тогда дифференциал от E_0 из (2.10) представим в виде

$$dE_{\theta} = j30k \frac{\sin(\theta)}{r'} e^{-jkr'} \cdot I_z^{\circ}(z) dz, \quad (3.10)$$

где r' – расстояние от участка dz до точки M (см. рис. 3.2).

В сферической системе координат, начало которой совпадает с центром вибратора, а полярная ось z – с осью плеч излучателя, то поле симметричного вибратора, как и диполя Герца, будет осесимметричным, т. е. не будет зависеть от азимутального угла φ . Суммируя поля от двух симметрично расположенных участков 1 и 2 (см. рис. 3.2), получим

$$dE_{\theta} = dE_{\theta}^{(1)} + dE_{\theta}^{(2)}, \quad (3.11)$$

или, с учетом симметрии распределения тока $I_z^{\circ}(z) = I_z^{\circ}(-z)$ (3.11), преобразуем:

$$dE_{\theta} = j30k \cdot I_z^{\circ}(z) dz \sin(\theta) \left(\frac{e^{-jkr_1'}}{r_1'} + \frac{e^{-jkr_2'}}{r_2'} \right). \quad (3.12)$$

В дальней зоне разница между r_1' и r_2' , наибольшее значение которой равно длине $l_1 + l_2 = (n+1) \frac{\lambda_0}{4}$, где $n = 1, 3, 5, 7, \dots$, мало влияет на амплитуду поля, поэтому в (3.12) можно положить $r_1' \approx r_2' \approx r$. В показателях экспонент это недопустимо, так как разность расстояний определяет разность фаз суммируемых излучений, которая тем больше, чем больше линейный размер вибратора по сравнению с длиной волны. С учетом этого, разность фаз в точке M относительно геометрического центра симметричного вибратора примет вид: $r_1' - r = -z \cos(\theta)$ и $r_2' - r = z \cos(\theta)$ (см. рис. 3.2).

Тогда (3.12) может быть преобразовано как

$$\begin{aligned} dE_{\theta} &= j30k \cdot I_z^{\circ}(z) dz \sin(\theta) (e^{-jkr \cos(\theta)} + e^{-jkr \cos(\theta)}) = \\ &= j \frac{60k e^{-jkr}}{r} \sin(\theta) \cdot \cos(kz \cos(\theta)) \cdot I_z^{\circ}(z) dz. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Напряженность поля, создаваемая вибратором в точке M , находится интегрированием (3.13) по всем элементам:

$$E_{\theta} = j \frac{60k e^{-jkr}}{r} \sin(\theta) \cdot \int_{z=0}^l I_z(z) \cos(kz \cos(\theta)) dz. \quad (3.14)$$

Тогда для распределения тока (3.9) $I_z = I_{\Pi} \sin k(l-z)$, при $0 \leq z \leq l$, из (3.14) получим амплитуду сферической волны, возбуждаемой вибратором:

$$E_{\theta} = 60I_{\Pi} \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)} \frac{e^{-jkr}}{r}, \quad (3.15)$$

где I_{Π} – ток в пучности стоячей волны тока, установившейся в плече симметричного вибратора [12, 21], а $I_0 = I_{\Pi} \sin kl$ – ток на входе антенны. Также из (3.15) следует выражение для диаграммы направленности вибратора в *дальней зоне*:

$$F_{\theta}(\theta, \varphi = \text{const}) = \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)}. \quad (3.16)$$

Рассчитанные по этой формуле ДН для $2l = \frac{\lambda}{2}; \frac{3}{2}\lambda; \lambda; 2\lambda$ представлены на рис. 3.3. Так при $2l > \lambda$ ДН из «восьмерки» с двумя главными лепестками приобретает побочные лепестки. В азимутальной плоскости ДН соответствует рис. 2.3, б.

3.3. Входное сопротивление и сопротивление излучения

Сопротивление излучения симметричного вибратора принято относить к амплитуде тока в пучности распределения, которая никогда не обращается в нуль; тогда, применяя последовательно (2.11) и (2.12) к (3.15), получим

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2Z_C} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |E_{\theta} \cdot E_{\theta}^*|^2 r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3.17)$$

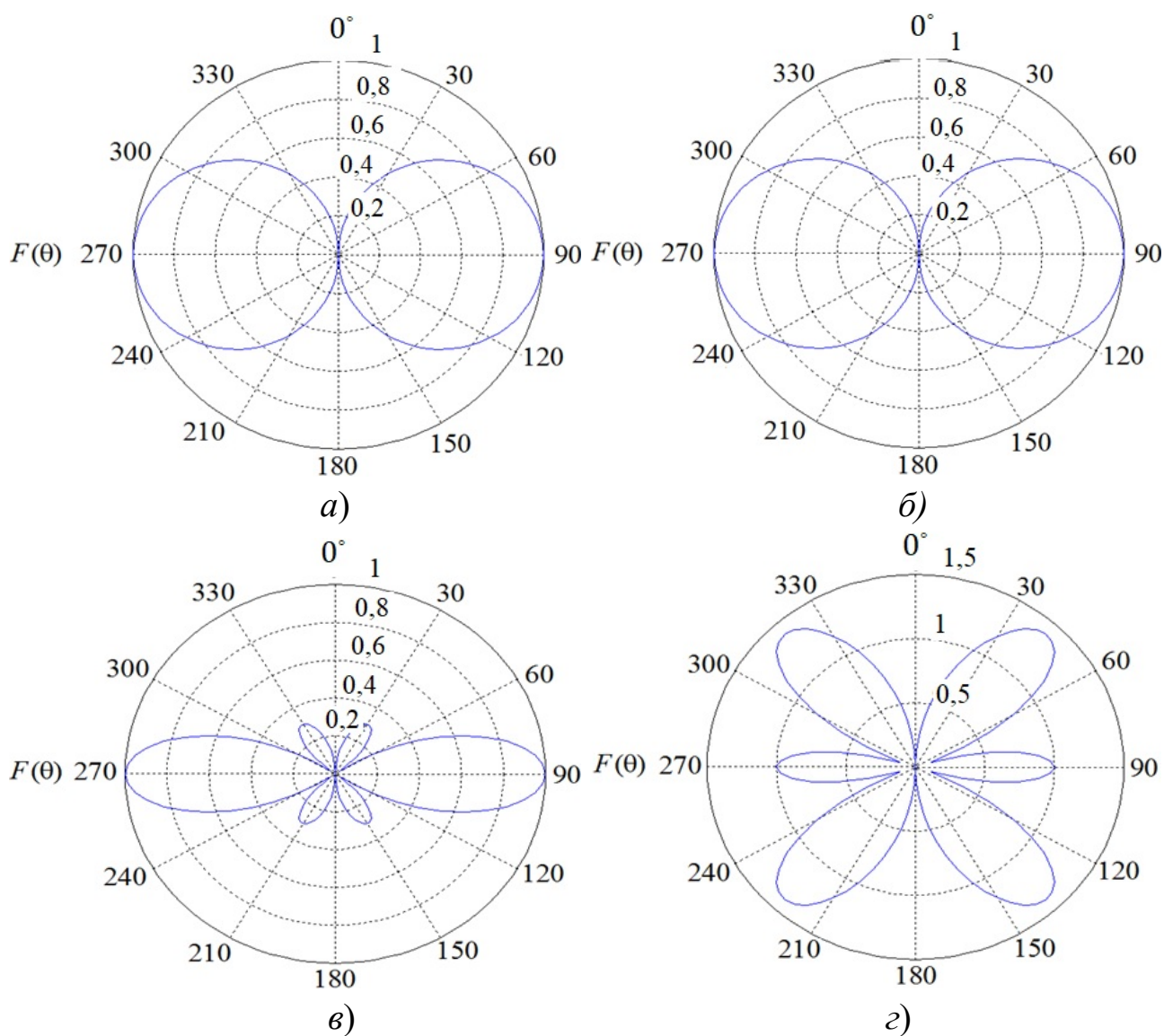


Рис. 3.3. Диаграммы направленности симметричных вибраторов:

а) полуволновый вибратор; б) вибратор длиной λ ; в) вибратор длиной $1,25\lambda$; г) вибратор длиной $1,5\lambda$

$$R_{\Sigma\Pi} = \frac{2P_{\Sigma}}{|I_{\Pi}|^2} = 30 \int_0^{\pi} \frac{(\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl))^2}{\sin(\theta)} d\theta =$$

$$\begin{aligned} &= 30 \{ 2[C + \ln(2kl) - \text{Ci}(2kl)] + \\ &+ \cos(2kl)[C + \ln(kl) - \text{Ci}(4kl) - 2\text{Ci}(2kl)] + \\ &+ \sin(2kl)[\text{Si}(4kl) - 2\text{Si}(2kl)] \}, \end{aligned} \quad (3.18)$$

где $C = 0,5772\dots$ – постоянная Эйлера; $\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin u}{u} du$ – интегральный синус; $\text{Ci}(x) = -\int_x^\infty \frac{\cos u}{u} du$ – интегральный косинус.

Сопротивление излучения, рассчитанное по формуле (3.18), представлено на рис. 3.4.

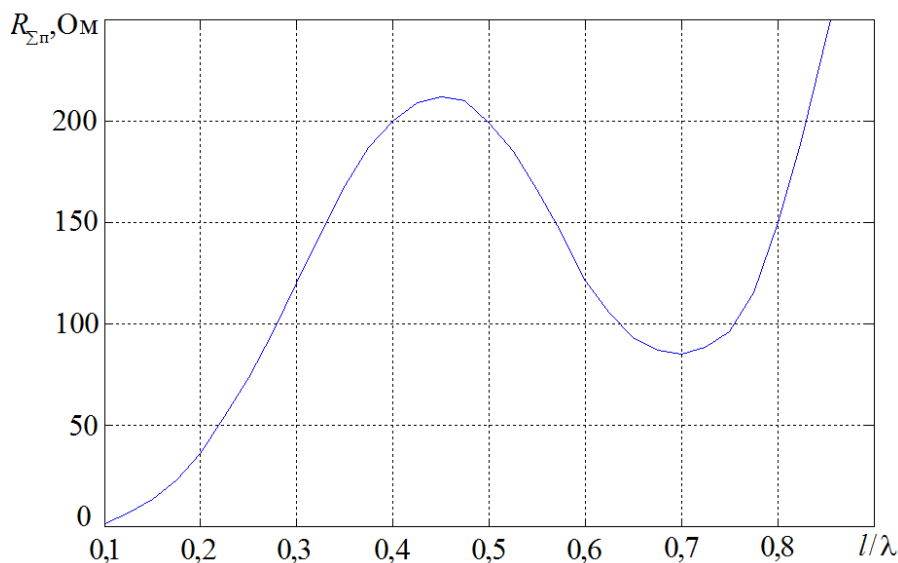


Рис. 3.4. Сопротивление излучения симметричного вибратора [12, 21]

Критически важными для практики точками на этом графике являются две:

– первая соответствует $l/\lambda = 0,25$ (полуволновый вибратор) и $R_{\Sigma\Pi} = 73,1$ Ом;

– вторая соответствует $l/\lambda = 0,5$ (волновый вибратор) и $R_{\Sigma\Pi} = 199$ Ом.

Если сопротивление излучения ($R_{\Sigma\Pi}$) характеризует эффективность излучательной способности электрических вибраторов, так как величина излученной в пространство мощности тем больше, чем выше $R_{\Sigma\Pi}$ при постоянной амплитуде электрического тока в излучателе согласно (2.12), то для соединения излучателей с входом приемника или выходом передатчика с помощью согласованной линии передачи, необходимо знать комплексное сопротивление в точках питания последнего – $\dot{Z}_{\text{BX}} = \dot{U} / \dot{I}_0$.

Методы определения $\dot{Z}_{\text{вх}}$ по результатам численного интегрирования сингулярных интегральных уравнений [17, 20] позволяют уточнить распределение тока в плече вибратора, когда a и $\Delta = 2b$ имеют конечные размеры (см. рис. 3.1). Однако они достаточно сложны, и в инженерной практике нашел применение метод эквивалентных схем [12, 21].

Согласно этому методу, излучателю ставится в соответствие некоторая эквивалентная цепь с распределенными или сосредоточенными параметрами. Так, для симметричного вибратора применяется схема замещения в виде разомкнутого отрезка двухпроводной ЛП с потерями. На рис. 3.5 показана трансформация симметричного вибратора к такой ЛП [21].

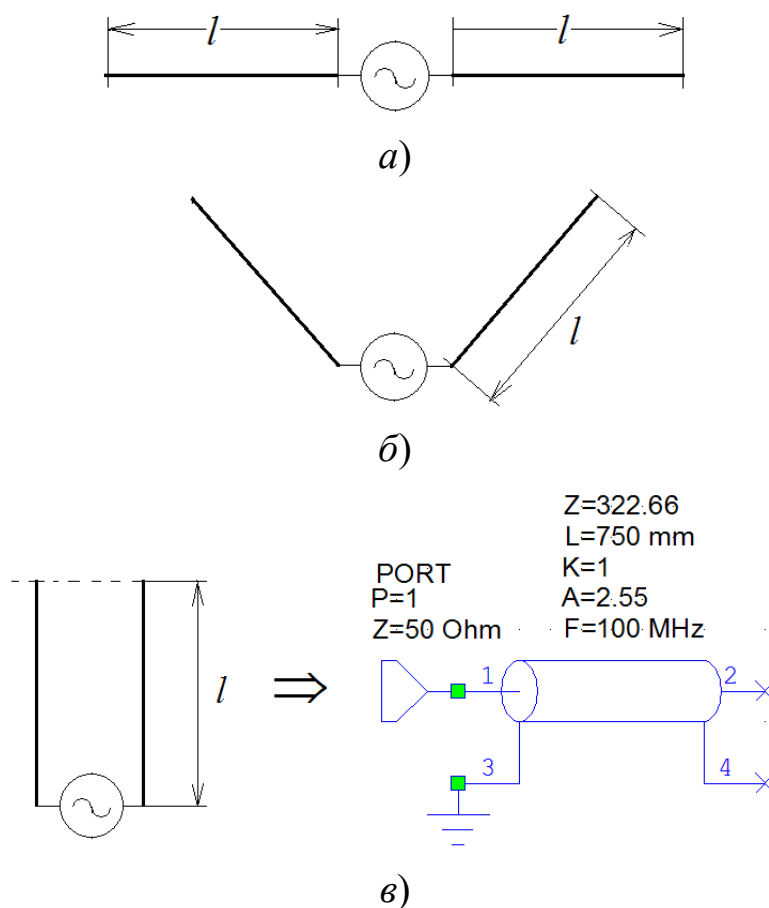


Рис. 3.5. Схема замещения электрического вибратора (разворот плеч вибратора вокруг точек питания):

- а) симметричный электрический вибратор с линейным расположением плеч;
- б) симметричный электрический вибратор с V-образным расположением плеч;
- в) электрический эквивалент вибратора в виде двухпроводной ЛП с потерями

Как показано в [17], в *ближней зоне* излучающей структуры (рис. 3.5, *а, б*) энергия ЭМ поля носит колебательный (реактивный) характер, трансформируясь по мере перехода через *промежуточную зону* в поток активной мощности излучения в *дальней зоне*. Следовательно, необходимо установить соответствие между «открытым резонатором» (рис. 3.5, *а*), нагруженным на свободное пространство с $Z_C = 120\pi$ и двухпроводной ЛП с потерями (рис. 3.5, *в*).

Параметрами этой ЛП будет соответственно комплексное характеристическое сопротивление

$$\dot{Z}_B = \sqrt{\frac{2R_1 + j\omega L_1}{j\omega C_1}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sqrt{1 - j \frac{2R_1}{\omega L_1}} \approx Z_B \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right),$$

где L_1 и C_1 – погонные индуктивность и емкость, а R_1 – погонное сопротивление потерь каждого проводника эквивалентной ЛП. Величина $Z_B = 120 [\ln(l/a) - 1]$ определена в [21] из расчета C_1 как средней емкости структуры и $c = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ скорости света (см. рис. 3.5, *а*). Тогда комплексная

постоянная распространения ЛП будет равна $\gamma = \alpha + j\beta \cdot k_1$, где $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число; k_1 – поправочный коэффициент, учитывающий торцевые емкости трубчатых проводников вибратора; $\alpha = \frac{R_1}{Z_B}$ – эквивалентный коэф-

фициент затухания. Распределение тока в разомкнутом отрезке ЛП с потерями описывается законом гиперболического синуса и уже не обращается в нуль в узлах тока.

Условия эквивалентности будут состоять в следующем:

- длина отрезка ЛП полагается равной длине плеча вибратора l ;
- полная мощность потерь в схеме замещения (рис. 3.5, *в*) и мощность излучения вибратора на всех частотах полагаются равными между собой;
- эквивалентный коэффициент фазы умножается на поправочный множитель k_1 , который учитывает как торцевые емкости, так и то, что вибратор не является регулярной ЛП с равномерно распределенными погонными параметрами [21].

Второе условие эквивалентности может быть представлено в виде

$$0,5 |\dot{I}_{\Pi}|^2 \cdot R_{\Sigma\Pi} = 2 \int_{z=0}^l 0,5 |\dot{I}_z(z)|^2 \cdot R_1 dz,$$

где интеграл в правой части равен общей рассеиваемой мощности в двухпроводной ЛП с погонным сопротивлением R_1 . Тогда для синусоидального закона распределения тока в вибраторе с учетом k_1 получим

$$R_{\Sigma\Pi} = 2R_1 \int_{z=0}^l \sin^2 [k_1\beta(l-z)] dz,$$

а вычисляя интеграл [12], будем иметь

$$R_1 = \frac{R_{\Sigma\Pi}}{l \left(1 - \frac{\sin(2k_1\beta l)}{2k_1\beta l} \right)}.$$

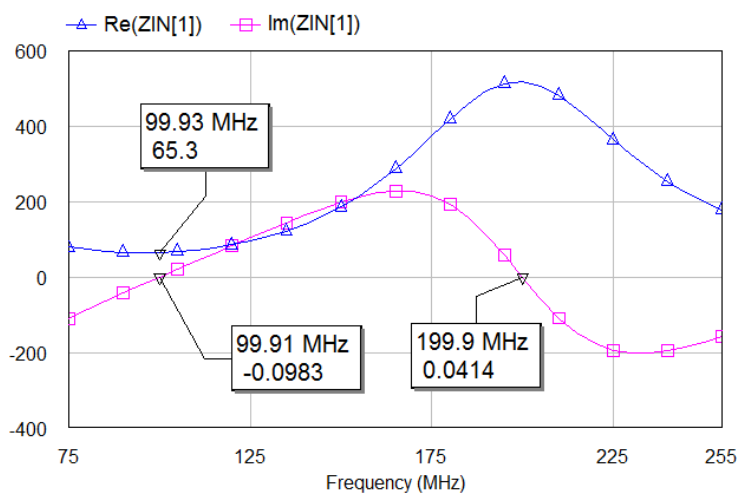
Используя выражения для $\dot{Z}_B$ и γ , входное сопротивление вибратора как разомкнутого отрезка ЛП с потерями представим в виде [3, 4, 12, 21]

$$\dot{Z}_{Bx} \approx Z_B \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right) \text{cth}(\alpha l + j\beta k_1 l). \quad (3.19)$$

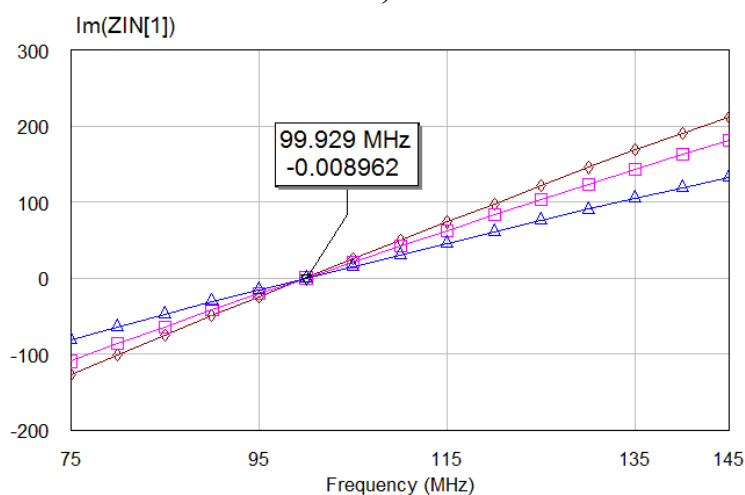
На рис. 3.6, а представлены графики зависимостей активной и реактивной составляющих входного сопротивления вибратора в зависимости от частоты для $\frac{l}{a} = 40$, а на рис. 3.6, б – реактивные составляющие сопротивления для трех значений $\frac{l}{a} = 20, 40, 60$. Анализируя эти графики, можно установить:

– при изменении $\frac{l}{\lambda}$ от 0,19 до 0,6 реактивная часть входного сопротивления имеет два резонансных участка (последовательный резонанс при $\frac{l}{\lambda} \approx 0,25$ и параллельный резонанс при $\frac{l}{\lambda} \leq 0,5$);

– частотная зависимость реактивной части входного сопротивления тем слабее, чем толще вибратор ($\frac{l}{a} \rightarrow 20 \div 15$), т. е. эквивалентная добротность вибратора (открытого резонатора) тем ниже, чем меньше волновое сопротивление вибратора [4, 12]. Следует отметить, что входное сопротивление излучателя в значительной степени зависит от конструктивного выполнения узла питания, которое не учитывается в формуле (3.19). Так, на рис. 3.7 приведены результаты моделирования симметричного вибратора с помощью системы автоматизированного проектирования AWR Microwave Office [5]. Соответствующая электрическая модель представлена на рис. 3.7 (симметрирующее устройство – Balun), выполненная из отрезков линии передачи.



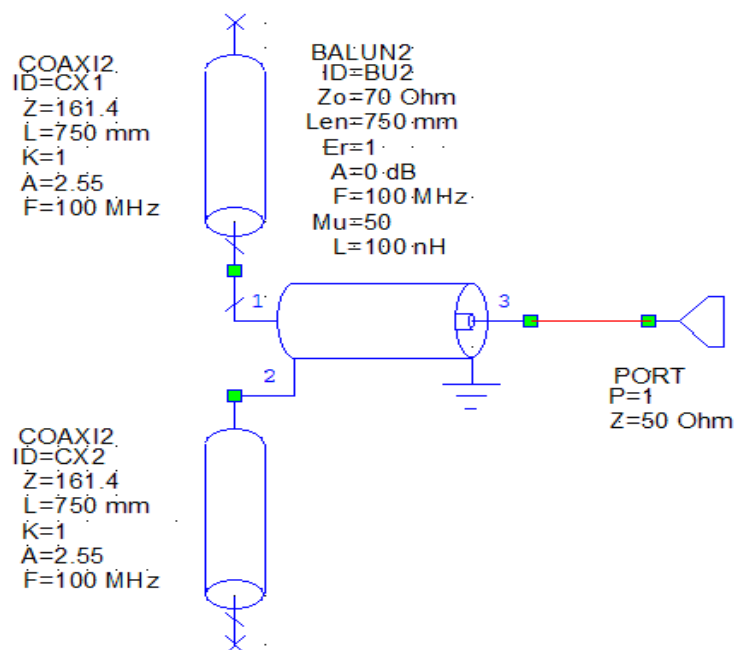
a)



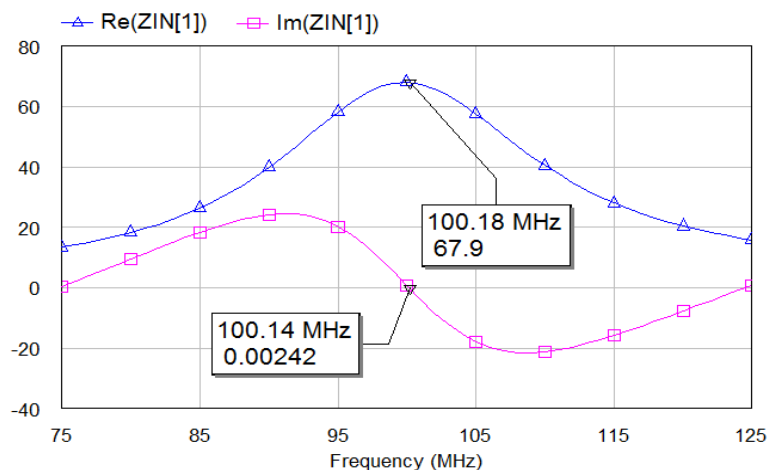
б)

Рис. 3.6. Входное сопротивление электрического вибратора, рассчитанное по формуле (3.19):

а) симметрирующее устройство Balun; б) входное сопротивление



a)



б)

Рис. 3.7. Частотные зависимости входного сопротивления $\lambda / 2$ – симметричного вибратора ($a / l = 40$):

a) узел питания Balun; б) активная и реактивные части входного сопротивления

Реальные конструкции симметрирующих устройств отличаются большим разнообразием и порождают следующую проблему [4, 17, 21]:

- влияние отрезков ЛП (Balun) на распределение тока в плечах вибратора;
- влияние подстилающей поверхности или силовой конструкции антенной решетки (АР), полотно которой заполнено отдельными излучате-

лями и системой деления / суммирования СВЧ мощности и других узлов, реализующих функции управления амплитудой и фазой.

Ниже приведена электромагнитная модель полуволнового вибратора в свободном пространстве (рис. 3.8а, рис. 3.8б, рис. 3.8в) и рассчитанные в системе AWR Microwave Office [5] ДН в азимутальной (рис. 3.8г) и угломестной (рис. 3.8д) плоскости. На рис. 3.8, д представлена частотная зависимость VSWR относительно внутреннего сопротивления генератора $R_{\text{ген.}} = 75 \text{ Ом}$.

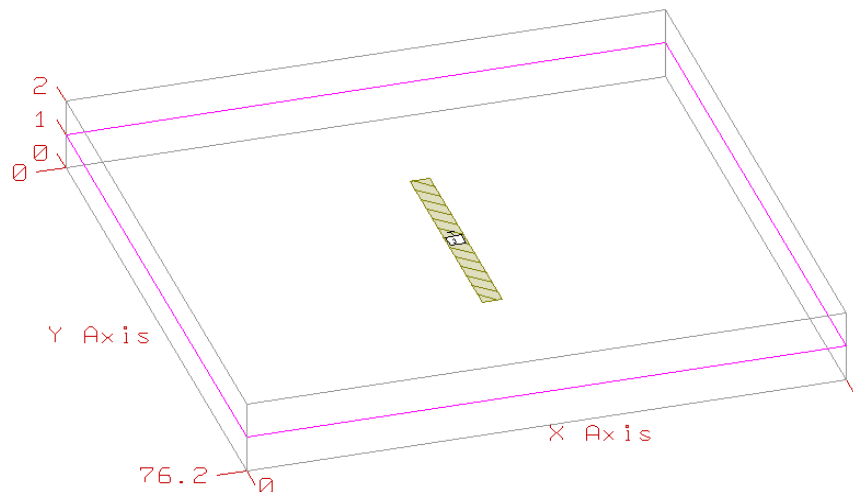


Рис. 3.8а. Полуволновый вибратор в свободном пространстве
(электромагнитная модель)

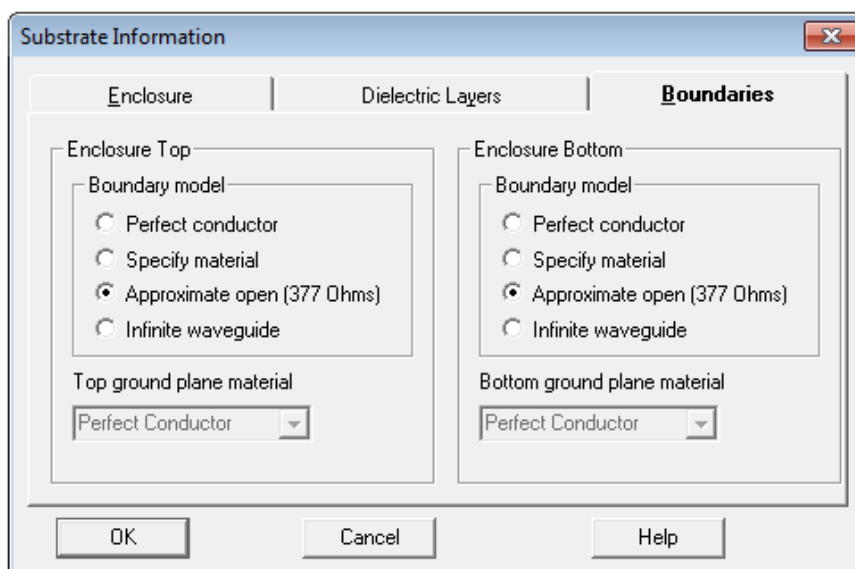


Рис. 3.8б. Полуволновый вибратор в свободном пространстве
(граничные условия на верхней и нижней поверхности модели)

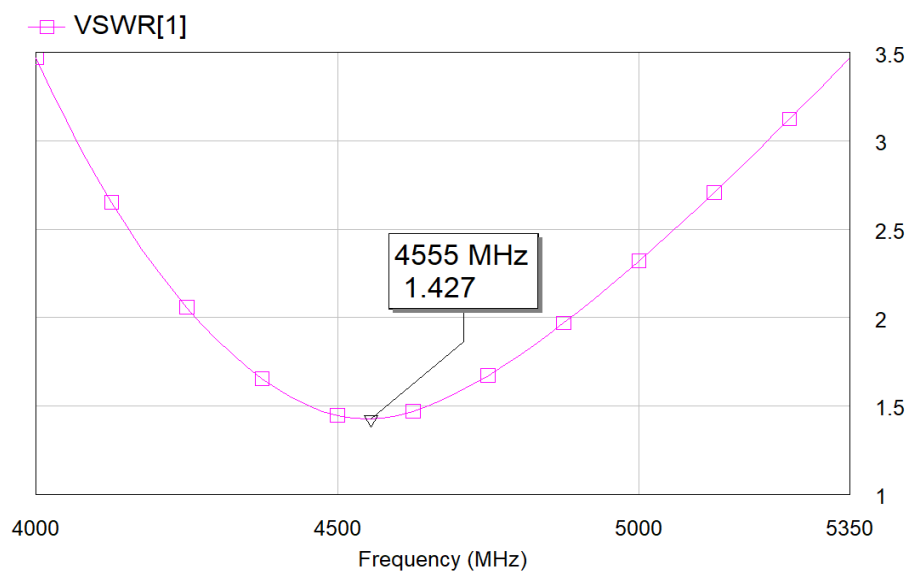


Рис. 3.8в. Полуволновый вибратор в свободном пространстве
(коэффициент стоячей воды (КСВ))

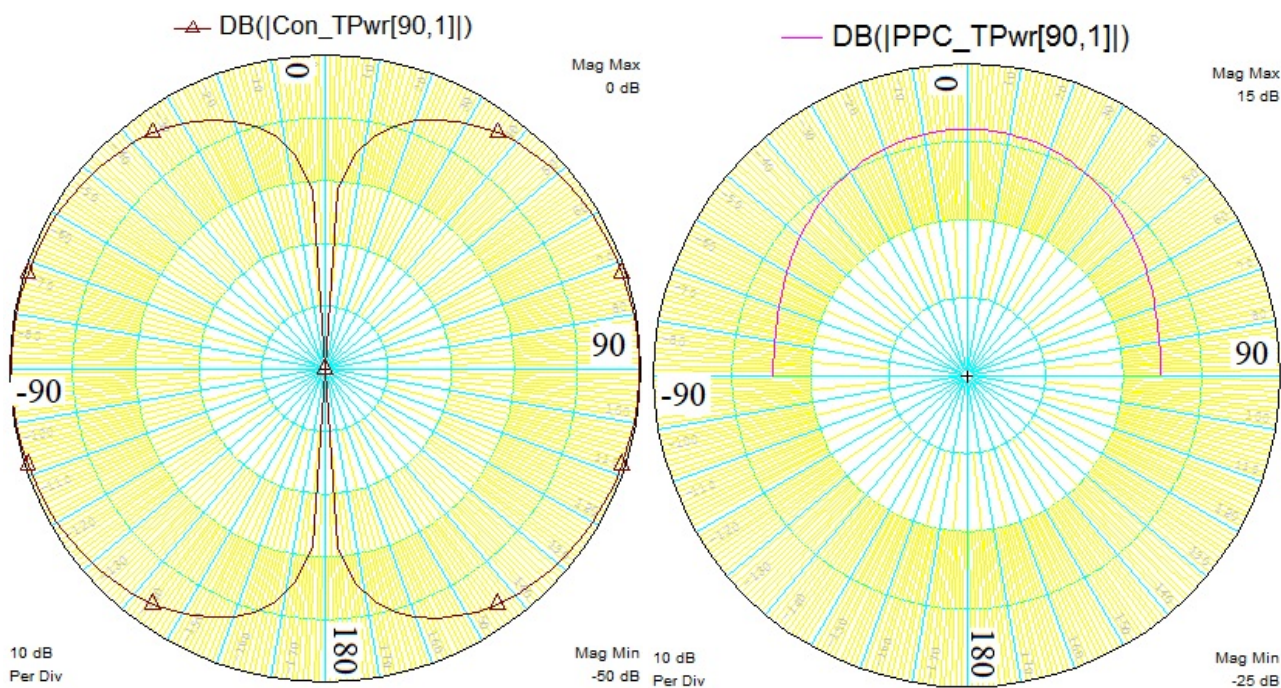


Рис. 3.8г. Полуволновый вибратор
в свободном пространстве
(азимутальная плоскость для
 $Z_{in} = 69 - j8,5$)

Рис. 3.8д. Полуволновый
вибратор в свободном пространстве
(угломестная плоскость)

3.4. Влияние идеально проводящей и бесконечно протяженной поверхности на излучение расположенных вблизи нее антенн

Под действием ЭМ поля в почве (антенны ДВ, СВ, КВ диапазонов) и проводящих элементов конструкций АР СВЧ диапазона возникают токи проводимости и смещения (вторичные токи). Полное поле теперь будет представлять результат интерференции первичного поля, излученного антенной, и вторичного (дифрагированного), создаваемого вторичными токами.

Так как в результате действия вторичных токов изменяется амплитудное и фазовое распределения компонент ЭМ поля во всех точках окружающего антенну пространства, то будет претерпевать изменение ДН, сопротивление излучения, входное комплексное сопротивление, а также взаимные сопротивления связи между индивидуальными излучателями в составе АР. Полный и детальный анализ реальных конструкций всех типов излучателей, как индивидуальных, так и в составе АР, требует применения систем электродинамического проектирования, таких как AWR Microwave Office и CST Microwave Studio [5, 7]. В то же время основные физические процессы, возникающие при расположении симметричного вибратора над проводящей поверхностью, могут быть изучены на базе аналитических выражений, введенных выше.

На рис. 3.8 представлена электрическая модель для определения ЭМ поля вибратора, расположенного над бесконечной идеальной проводящей поверхностью. Так, согласно методу *зеркальных изображений*, широко применяемому в *электростатике* [19], наведенный на проводящем экране ЭМ полем ток компенсируется полем зеркально расположенного излучателя. Амплитуда тока в зеркальном излучателе равна амплитуде тока в реальном вибраторе, а фаза тока зависит расстояния h и ориентации последнего относительно экрана. Тогда достаточно рассмотреть направленные свойства системы из двух идентичных вибраторов в зависимости от фазового сдвига, зависящему от расстояния h , в два этапа:

1) на первом этапе для системы из двух симметричных вибраторов в свободном пространстве (рис. 3.8а), расположенных на расстоянии $d = 2 \cdot h$ друг от друга, определим ДН при условии $I_2 / I_1 = q \cdot e^{j\Psi}$, где q – отноше-

ние модулей токов, возбуждающих первый и второй вибраторы; ψ – сдвиг фазы тока I_2 по отношению к току I_1 . Так как расстояние между вибраторами d несоизмеримо мало по сравнению с r_1 и r_2 до точки наблюдения M , можно представить напряженность поля вибратора 2 через напряженность поля вибратора 1, приняв его фазу в точке наблюдения за нулевую. Тогда $E_2 = E_1 q \cdot e^{j(\psi - kd \cos \theta)}$, где $kd \cos \theta$ – пространственный сдвиг фаз. Суммарное поле, создаваемое обоими вибраторами в точке M $E = E_2 + E_1 = E_1 \left[1 + q \cdot e^{j(\psi - kd \cos \theta)} \right]$, где зависимость E_1 от θ определяется формулой (3.15). В точке наблюдения определим модуль напряженности суммарного поля

$$|E| = \frac{60I_0}{\sin(kl)} \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)} \sqrt{1 + q^2 + 2q \cos(\psi - kl \cos \theta)}, \quad (3.20)$$

или

$$|E| = AF_\theta(\theta)F_c(\theta), \quad (3.21)$$

где $F_\theta(\theta)$ – определяется выражением (3.15) (ДН одиночного вибратора), а $F_c(\theta)$ – множитель АР, состоящей из двух вибраторов. На рис. 3.8б представлены ДН структуры (см. рис. 3.8а) в зависимости от $\frac{d}{\lambda}$, ψ и q ;

2) на втором этапе, когда между вибраторами появляется идеальная проводящая поверхность, удаленная от каждого на расстояние $h = d/2$ (рис. 3.9), согласно методу *зеркальных изображений*, поле вибратора имеет нормальную (горизонтальную) поляризацию $E_\perp$ [21] для $q = 1$ и $\psi = 180^\circ$. Тогда (3.20) после соответствующих преобразований [22, с. 209, 210] примет вид

$$|E| = 2A(1 - \cos kl) \sin(kh \cdot \sin \varphi), \quad (3.22)$$

где угол φ определяет ДН в верхней полуплоскости (рис. 3.10, а).

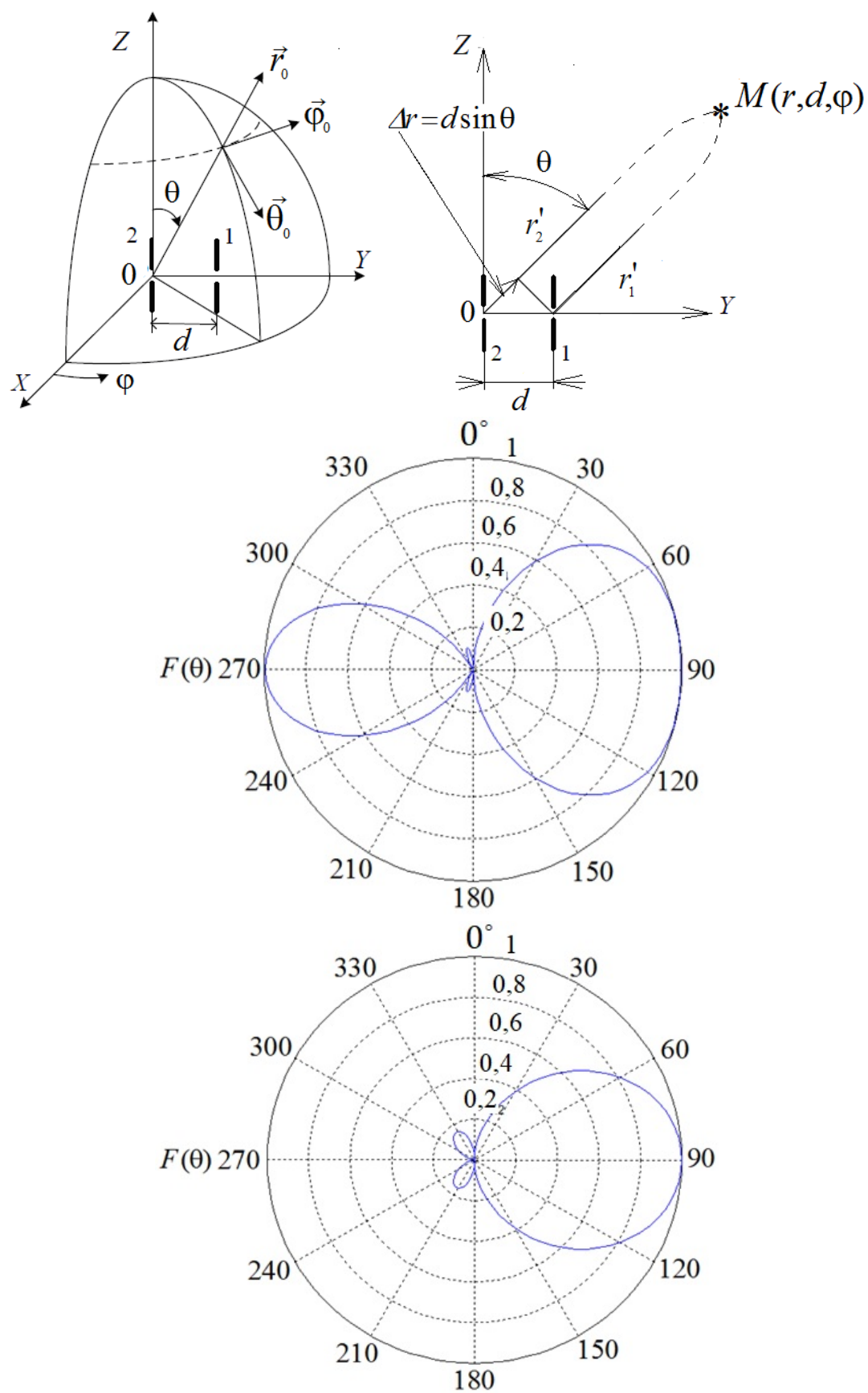


Рис. 3.9. Направленные свойства системы из двух $\lambda/2$ вибраторов в E -плоскости

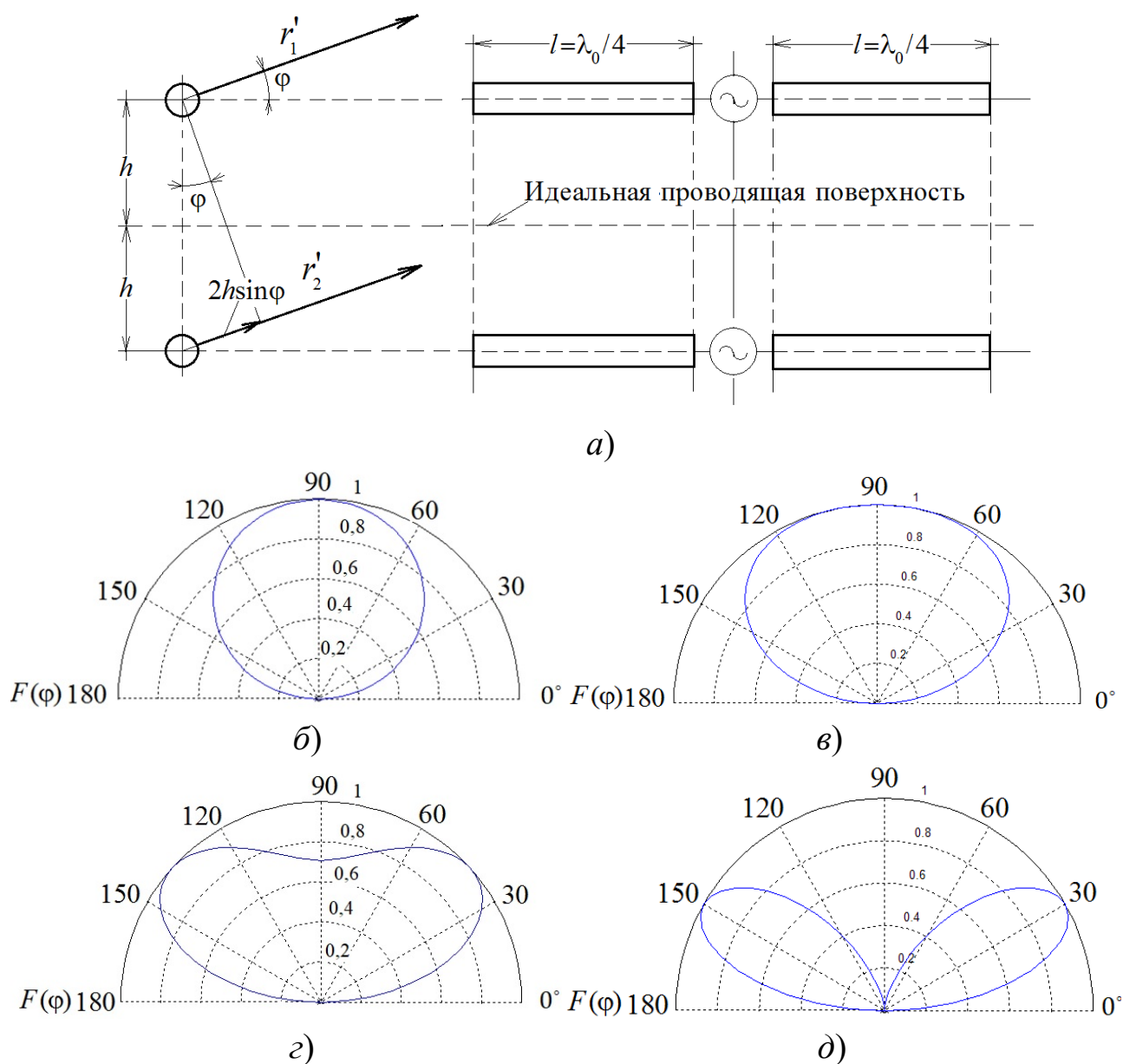


Рис. 3.10. Направленные свойства системы из двух $\lambda/2$ вибраторов в H -плоскости:

- а) $\lambda/2$ вибратор над идеальной проводящей поверхностью; б) $h = \frac{1}{8}\lambda$;
 в) $h = \frac{1}{4}\lambda$; г) $h = \frac{3}{8}\lambda$; д) $h = \frac{1}{2}\lambda$

Анализируя представленные ДН, можно видеть, что для $\psi = 90^\circ$, $\frac{d}{\lambda} = 0,25$, $q = 1,0$ (см. рис. 3.8в) и $\psi = 180^\circ$, $\frac{h}{\lambda} = 0,125; 0,25; 0,375$ (см. рис. 3.10, б) имеют практически однонаправленный характер. Если

в первом случае два вибратора, создавая однонаправленное излучение, работают как система «рефлектор – директор», являясь основой для создания антенн типа «волновой канал», то во втором случае такая ДН получается за счет практически полного отражения от бесконечного проводящего экрана. В реальных конструкциях антенных систем экранирующая поверхность ограничена в пространстве и может иметь не только плоскую форму, но и цилиндрическую (кольцевые АР), коническую (головные части ракет) и сколь угодно сложную (не выступающие АР на поверхности летательного аппарата). Щелевые излучатели, для возбуждения которых используется объемный резонатор или отрезок волновода, имеют ДН, приближающиеся по форме к изображенным на рис. 3.9, и представляют собой большой класс АФУ, требующих применения специализированных методов анализа и проектирования [12, 17, 20, 21, 23].

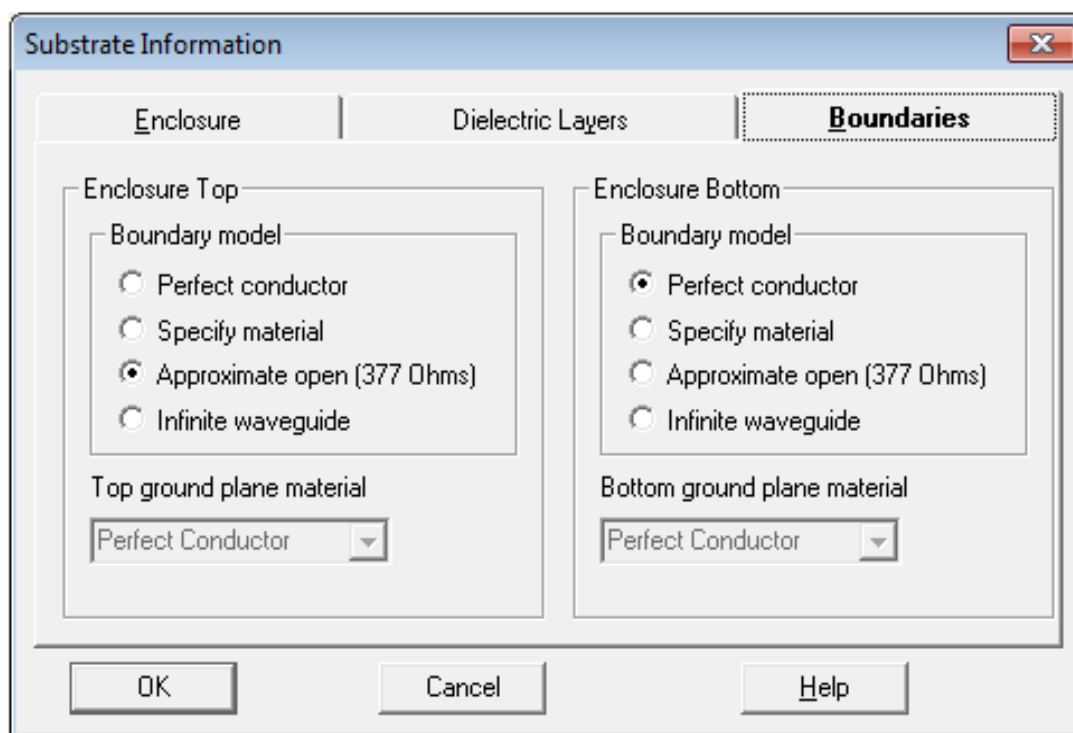


Рис. 3.11а. Полуволновый вибратор
над идеальной проводящей поверхностью
(граничные условия на нижней поверхности модели рис. 3.8а)

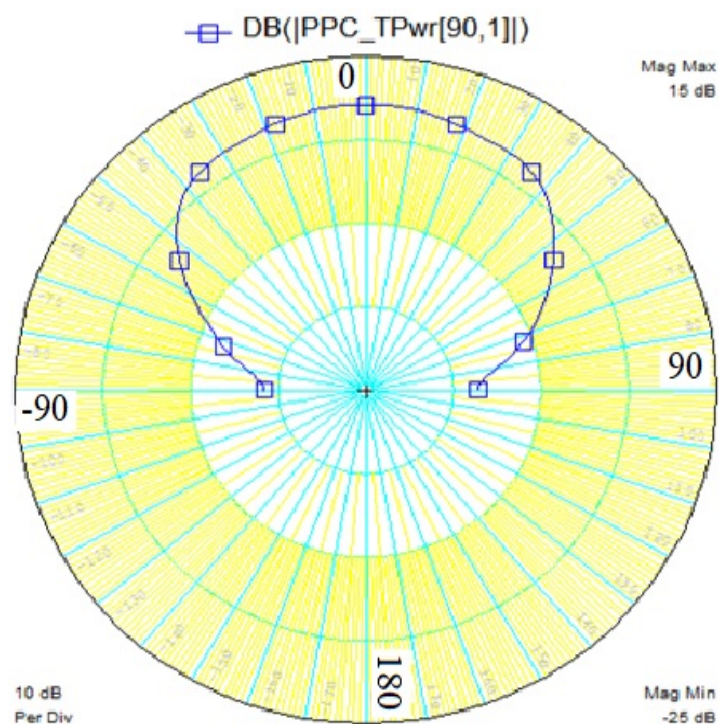
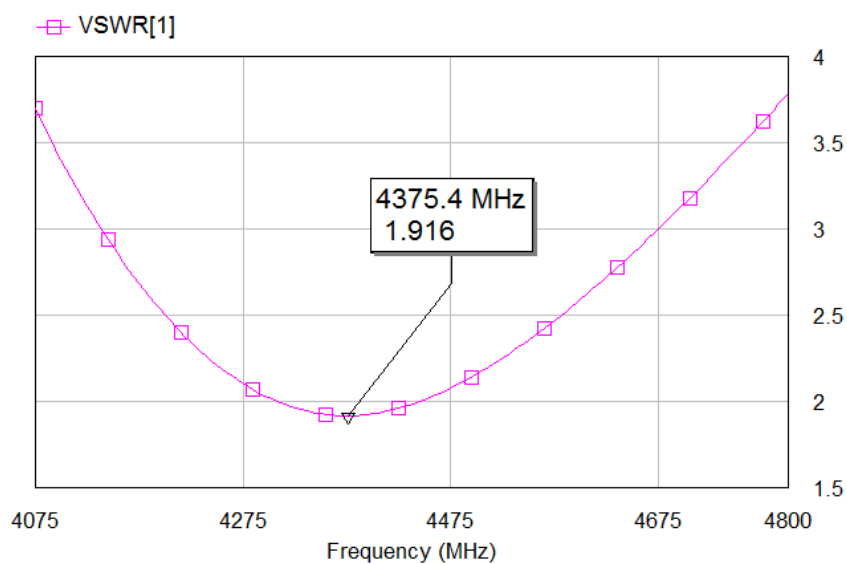


Рис. 3.11б. Полуволновый вибратор над идеальной проводящей поверхностью (диаграмма направленности)



в)

Рис. 3.11в. Полуволновый вибратор над идеальной проводящей поверхностью (КСВ для $Z_{in} = 27,4 + j9,25$)

4. ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Задачи получения высокой направленности излучения, часто требуемой на практике, решаются созданием АФУ, содержащих систему слабонаправленных излучателей (вибраторы, щелевые излучатели, открытые концы волноводов и др.), расположенных определенным образом в пространстве и возбуждаемых токами с требуемым соотношением фаз и амплитуд. В зависимости от расположения элементов различают линейные, поверхностные и объемные АР. Простейшей является линейная эквидистантная АР (рис. 4.1).

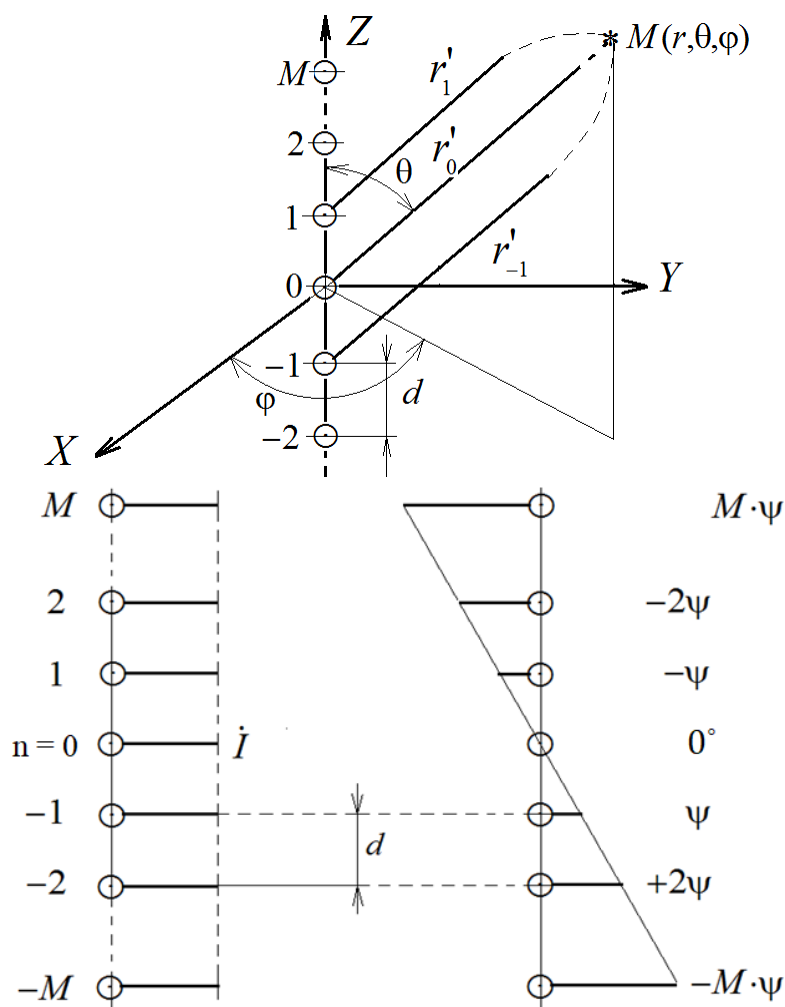


Рис. 4.1. Линейная эквидистантная АР

4.1. Множитель системы линейной антенной решетки

Для определения множителя $F_c(\theta)$ из (3.21) предположим, что решетка состоит из нечетного числа излучателей $N = 2M + 1$, при этом центральный элемент расположен в начале координат; $-M$ и $+M$ – номера нижнего и верхнего элементов соответственно. Тогда положение n -элемента будет характеризоваться координатами $x_n = 0$, $y_n = 0$, $z_n = nd$.

Пусть комплексная амплитуда тока в n -м излучателе

$$\dot{I}_n = I e^{-jn\psi}, \quad (4.1)$$

т. е. токи во всех элементах решетки равны по амплитуде, а фаза тока в каждом из элементов отстает от фазы в предыдущем на величину ψ . Следует отметить, что реализация соответствующего закона распределения амплитуд весьма сложна, особенно с учетом электромагнитных связей между излучателями конкретных конструкций и способа расположения последних на полотне АР [23]. Поэтому дальнейшее рассмотрение будет проведено в предположении стабильной разности хода для n -го элемента по сравнению с центральным, расположенным в начале координат, $\Delta r_n = nd \cos \theta$, а множитель решетки для равно амплитудного распределения примет вид

$$F_c(\theta) = \sum_{n=-M}^M e^{jn(kd \cos \theta - \psi)}. \quad (4.2)$$

Выражение под знаком суммы в (4.2) представляет собой геометрическую прогрессию из N членов, знаменатель которой $p = e^{jn(kd \cos \theta - \psi)}$, а первый член прогрессии, соответствующий $n = -M$, примет вид

$$a_1 = p^{-M} = e^{jM(kd \cos \theta - \psi)}.$$

Применив формулу для суммы геометрической прогрессии $S = a_1(p^N - 1)/(p - 1)$, получим

$$F_c(\theta) = p^{-M} (p^N - 1) / (p - 1) = p^{-M} \frac{(p^{N/2} \cdot p^{N/2} - p^{N/2} \cdot p^{-N/2})}{(p^{1/2} \cdot p^{1/2} - p^{1/2} \cdot p^{-1/2})}. \quad (4.3)$$

Выражение (4.3) может быть преобразовано с учетом $N = 2M + 1$ и $u = N(kd \cos \theta - \psi) / 2$ к виду

$$F_c(\theta) = p^{\left(-M + \frac{N-1}{2}\right)} \frac{(p^{N/2} - p^{-N/2})}{(p^{1/2} - p^{-1/2})} = \frac{e^{ju} - e^{-ju}}{e^{ju/N} - e^{-ju/N}}$$

или окончательно с использованием формулы Эйлера

$$F_c(\theta) = \frac{\sin u}{\sin(u/N)} = \frac{\sin[N(kd \cos \theta - \psi)/2]}{\sin[(kd \cos \theta - \psi)/2]}. \quad (4.4)$$

Выражение (4.4) чисто вещественное: это означает, что фазовая ДН АР не зависит от угловых координат и лишь меняется скачком на π при переходе через нуль (4.4). Следовательно, линейная АР с распределением возбуждающего тока (4.1) независимо от величины ψ излучает волну со сферическим фронтом, и ее фазовый центр совпадает с серединой АР [21].

Следует иметь в виду, что $(kd \cos \theta - \psi)$ в числителе и знаменателе (4.4) характеризует сдвиг фаз между ЭМ полями двух соседних элементов в *дальней зоне*.

Анализируя (4.4), можно видеть, когда $\psi = 0$, все $N = 2M + 1$ суммируемых векторов синхфазны, и в направлении нормали к оси АР ($\varphi = 90^\circ - \theta$, разность хода $\Delta r = 0$) ЭМ поле имеет максимальное значение и формируется максимум ДН решетки. В дальнейшем будут рассматриваться нормированные относительно главного максимума соответствующие ДН АР.

4.2. Режим нормального излучения ($\psi = 0$)

Определим $F_c(\theta_{\text{гл}})$, когда $\theta_{\text{гл}} = 90^\circ$ и $\psi = 0$. Тогда (4.4) представляет неопределенность типа $0/0$, раскрывая которую по правилу Лопиталя, по-

лучим $F_c(\theta_{\text{гл}}) = N$, а нормированная диаграмма направленности будет иметь вид

$$\bar{F}_c(\theta) = \frac{\sin[N(kd \cos \theta)/2]}{N \sin[(kd \cos \theta)/2]} = \frac{\sin u}{N \sin(u/N)}, \quad (4.5)$$

где $u = (Nkd \cos \theta)/2$.

По формуле (4.5) для множителя решетки в зависимости от числа дискретных излучателей ($N = 2M + 1$) могут быть построены графики как в полярной (рис. 4.2), так и в декартовой системе координат (рис. 4.3).

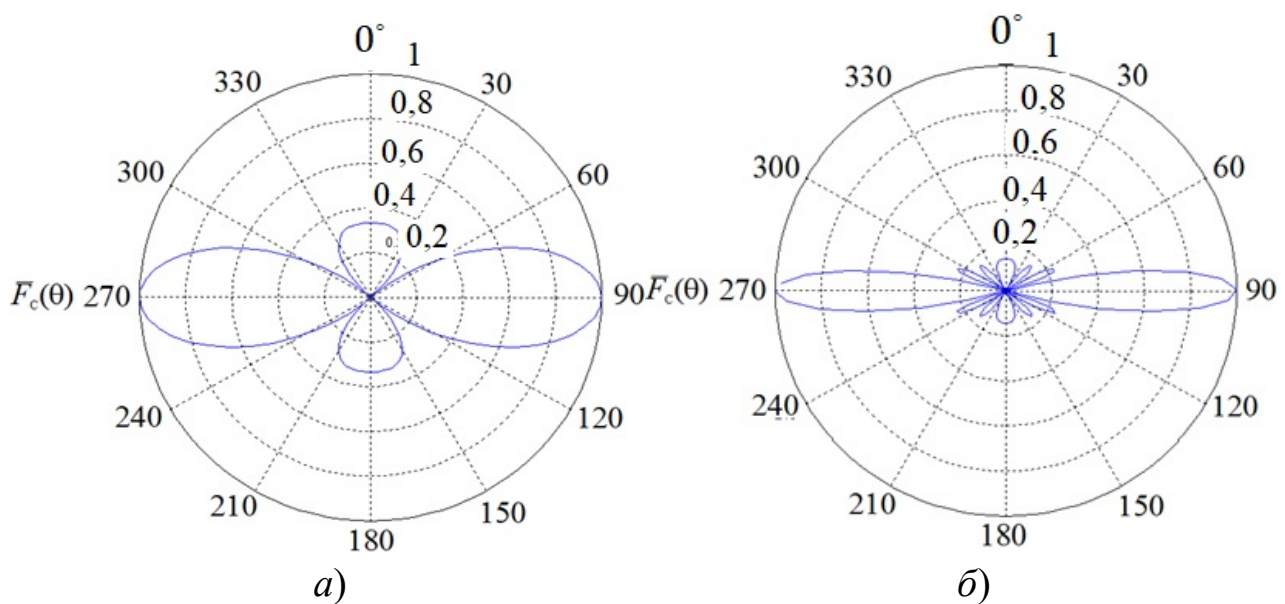


Рис. 4.2. Диаграммы направленности множителя решетки:

$$a) \ d = \frac{1}{2}\lambda \text{ и } N = 3; \quad б) \ d = \frac{1}{2}\lambda \text{ и } N = 7$$

Рассматривая представленные кривые, можно видеть, как с увеличением N сужается главный лепесток ДН решетки, а также появляются боковые лепестки. Важным представляется также тот факт, что при $d = \frac{1}{2}\lambda$ (расстояние между излучателями) отсутствуют вторичные главные максимумы (см. рис. 4.2). Направления, в которых излучение отсутствует, определяются из условия

$$Nkd \cos \theta_{0m} / 2 = \pm m\pi, \quad (4.6)$$

где $m = 1, 2, \dots$, при этом знак плюс соответствует углам $\theta_{0m} < \theta_{\text{гл}}$, а знак минус – углам $\theta_{0m} > \theta_{\text{гл}}$. Тогда $\cos \theta_{0m} = \pm m\lambda / Nd$.

Ввиду симметрии ДН относительно нормали к оси решетки ширина основного лепестка по уровню нулевого излучения определится по формуле

$$\Delta\theta_0 = 2(\theta_{\text{гл}} - \theta_{01}) = 2\lambda / Nd \approx 115^\circ \lambda / Nd. \quad (4.7)$$

Ширину ДН по половинной мощности можно найти по приближенной формуле [21]

$$\Delta\theta_{0,5} = 0,89\lambda / Nd \approx 51^\circ \lambda / Nd. \quad (4.8)$$

Угловые координаты максимумов боковых лепестков приближенно можно определить из условия максимума числителя (4.5), приравнявая аргумент последнего $u = \pm(2m+1) \cdot \pi / 2$; получим

$$\cos \theta_{\max m} = \pm(2m+1)\lambda / 2Nd, \quad m = 1, 2, \dots \quad (4.9)$$

Подставляя $\theta = \theta_{\max m}$ из (4.9) в (4.5), получим относительный уровень боковых лепестков:

$$\xi_m = \frac{1}{\left\{ N \left| \sin \left[\frac{(2m+1)\pi}{2N} \right] \right| \right\}}. \quad (4.10)$$

Для линейной синхфазной АР при $N = 11$ и $m = 1$ (первый боковой лепесток) $\xi_1 = 0,2188$ (или $\xi_1 = -13,2$ дБ) в случае равноамплитудного возбуждения всех излучателей.

Тогда для решения проблемы минимизации УБЛ ДН АФУ, имеющей важнейшее значение для работы радиотехнической системы в условиях сильных помех, создаваемых средствами радиоэлектронной борьбы (РЭБ) противника и других помех, включая индустриальные. А также для учета влияния ДН конкретной реализации излучателя на ДН решетки, дальней-

ший анализ будем проводить в декартовой системе координат (рис.4.3) относительно квадрата выражения (4.5) от аргумента θ , т.е. для нормированной мощности излучения.

4.3. Режим наклонного излучения ($0 < \psi < kd$)

В этом режиме фаза тока, возбуждающего каждый элемент линейной АР (см. рис. 4.1) приобретает некоторый фиксированный фазовый сдвиг относительно соседних излучателей. Тогда максимум излучения ДН отклоняется от нормали к оси решетки на такой угол, при котором фазовые сдвиги, возникающие за счет разности хода ЭМ волны в дальней зоне для отдельных элементов, компенсируются сдвигом фаз возбуждающих токов.

Рассматривая, например, два соседних элемента АР (см. рис. 4.1) с $n = 1$ и $n = 0$, можно видеть, что разность фаз за счет разности хода первого по отношению к второму составит $\Delta\psi = +kd \cos \theta$, а за счет возбуждения его фаза отстает на величину $-\psi$ (см. рис. 4.1). Компенсация наступает в точке M (рис. 4.1) тогда, если $kd \cos \theta - \psi = 0$, и направление главного максимума определится как

$$\cos \theta_{\text{гл}} = \psi / kd . \quad (4.11)$$

Из (4.11) следует, что при возрастании ψ от нуля до kd направление максимума излучения отклоняется от нормали и приближается к оси решетки, т. е. отклоняется в ту же сторону, в которую происходит отставание фазы возбуждающих токов (4.1). Этот эффект нашел самое широкое практическое применение в современных радиотехнических системах, так как по сравнению со скоростью обзора пространства $6 \div 12$ оборотов в минуту при электромеханическом вращении АФУ, электронное управление фазами излучателей АР позволяет сократить это до единиц микросекунд.

На рис. 4.3 представлено изменение формы ДН АР ($N = 9$) для $\psi = 60^\circ$. По мере увеличения отклонения ДН от нормали основной лепесток расширяется в $\frac{1}{\sin \theta_{\text{гл}}}$ по сравнению со случаем синхфазного возбуждения [21].

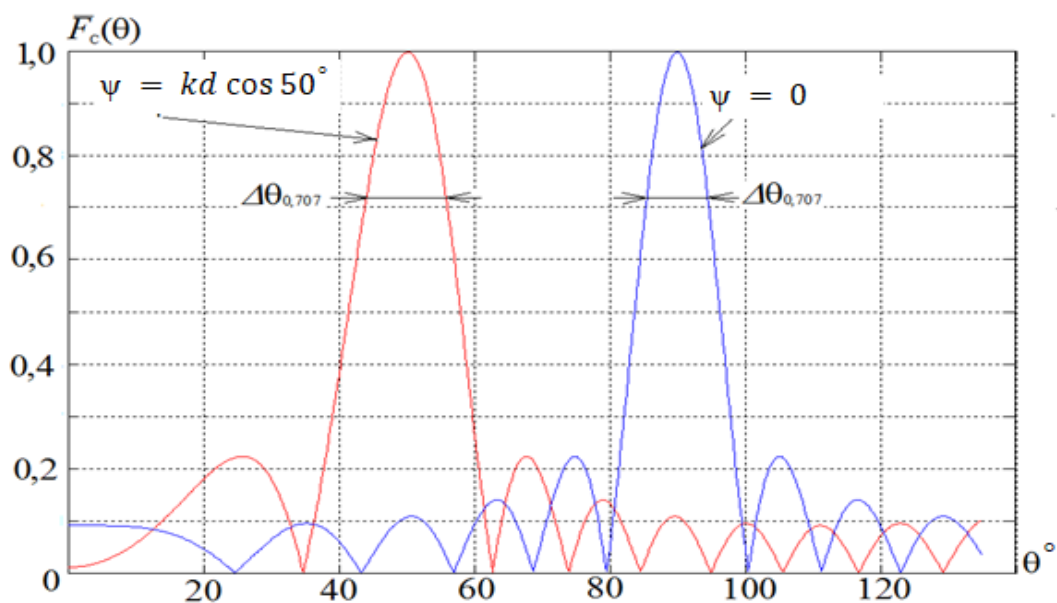


Рис. 4.3. Влияние линейного фазового сдвига возбуждающих токов на положение главного максимума в декартовой системе координат

Следует отметить, что полученные выше соотношения и графики справедливы для АР, состоящих из абсолютно ненаправленных элементов (идеальный изотропный излучатель), ДН которых может быть представлена сфероидом на рис. 4.4. При построении ДН конкретных АР используются излучатели, максимум излучения которых совпадает с $\theta_{\text{гл}}$ множителя решетки, как, например, рис. 3.8г, рис. 3.9.

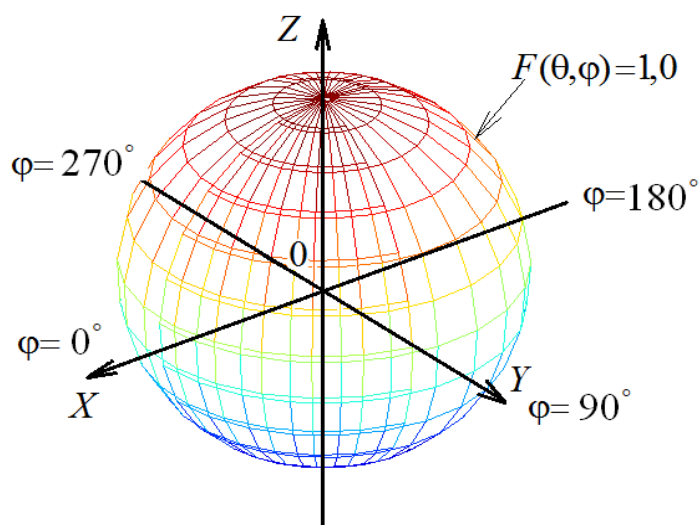


Рис. 4.4. ДН идеального однородного изотропного излучателя

Если для АР (рис. 4.5, *а*) изменение множителя решетки в зависимости от ψ соответствует кривым, представленным на рис. 4.3, *б*, то для АР (рис. 4.5, *б*) при $\psi \geq kd$ наблюдается синхфазное сложение полей излучателей в направлении оси решетки, аналогичное формированию ДН системы из двух $\frac{\lambda}{2}$ вибраторов (см. рис. 3.8г) при $kd = \frac{\pi}{2}$ и $\psi = \frac{\pi}{2}$.

АР с осевым излучением, при возбуждении излучателей с помощью бегущей волны, распространяющейся вдоль оси решетки с определенной фазовой скоростью представлены семейством АФУ типа «волновой канал» и других подобных [4].

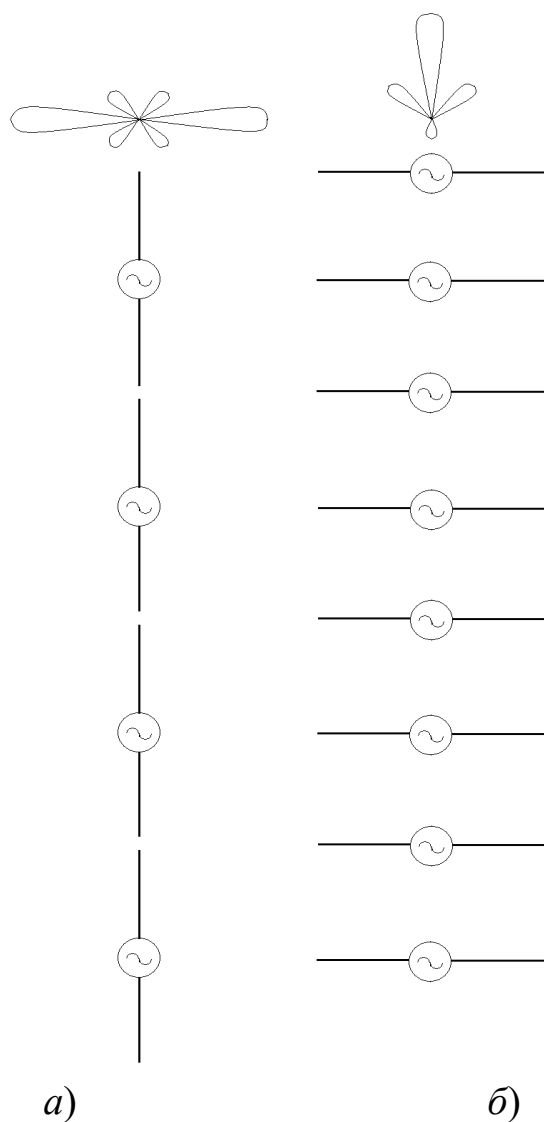


Рис. 4.5. Варианты расположения вибраторных излучателей АР:

а) с нормальным излучением; *б*) с осевым излучением

4.4. Влияние неравномерности амплитудного распределения

Рассмотренные выше линейные АР с равноамплитудным возбуждением ненаправленных излучающих элементов в режиме нормального излучения имеют достаточно большой первый боковой лепесток – 13,2 дБ (см. рис. 4.3, $\psi = 0$). При этом, как показано в [21], наибольший вклад в результирующее поле дают крайние элементы решетки. В [12, 17, 23, 24] показано, что, управляя амплитудным распределением возбуждающих токов АР, можно понизить уровень боковых лепестков до $-40 \div -50$ дБ.

Тогда для распределения косинусоидального типа, широко применяемого на практике,

$$\dot{I}_n = I \frac{\pi n}{N-1} e^{-jn\psi}. \quad (4.12)$$

Рассмотрим синхфазный режим АР ($\psi = 0$) и по формуле Эйлера представим (4.12) в виде

$$\dot{I}_n = \frac{I}{2} e^{-j\frac{n\pi}{N-1}} + \frac{I}{2} e^{j\frac{n\pi}{N-1}}. \quad (4.13)$$

Первое слагаемое в (4.13) определяет равноамплитудное распределение с линейным запаздыванием фазы от излучателя к излучателю на величину $\frac{\pi}{N-1}$. Второе слагаемое отличается от первого только знаком фазы.

Это дает основание использовать для расчета ДН АР, распределение токов которой соответствует (4.12) и (рис. 4.6, б) формулу (4.4).

Тогда ненормированная ДН определится по формуле

$$f_c(\theta) = \left\{ \frac{\sin \left[\frac{N}{2} \left(kd \cos \theta - \frac{\pi}{N-1} \right) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} \left(kd \cos \theta - \frac{\pi}{N-1} \right) \right]} + \frac{\sin \left[\frac{N}{2} \left(kd \cos \theta + \frac{\pi}{N-1} \right) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} \left(kd \cos \theta + \frac{\pi}{N-1} \right) \right]} \right\}. \quad (4.14)$$

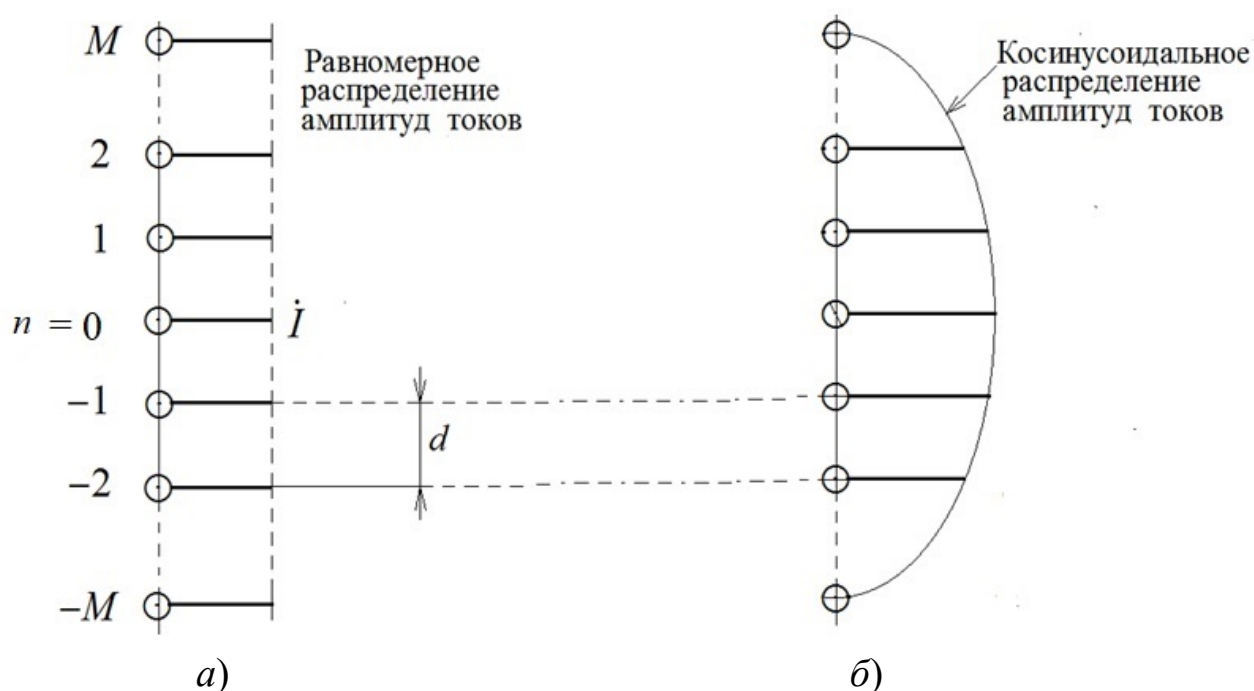


Рис. 4.6. Распределение амплитуд токов в АР:

а) равноамплитудное; б) косинусоидальное

На рис. 4.7 приведены нормированные ДН АР с $N = 11$ и $kd = 3,14159$ для амплитудных распределений, согласно рис. 4.6. Направления нулей излучения и величина боковых лепестков определены в [21] из преобразованного выражения (4.14). При $Nd \gg \lambda$ ширина основного лепестка ДН по уровню нулевого излучения составит $\Delta\theta_0 \approx 172^\circ \frac{\lambda}{Nd}$, а по уровню половинной мощности излучения $\Delta\theta_{0,5} \approx 68,8^\circ \frac{\lambda}{Nd}$.

Относительный уровень первого бокового лепестка для распределения (рис. 4.6, б) составляет $\xi_1 = 0,066$ или -23 дБ (вместо $-13,2$ дБ для равноамплитудного распределения (рис. 4.6, а)). Для дальнейшего уменьшения УБЛ необходимо использовать распределения токов, более резко спадающих к краям АР, например, по закону «косинус в квадрате на пьедестале» и другие [21, 23, 24]. Следует также отметить расширение основного лепестка ДН для косинусоидального распределения.

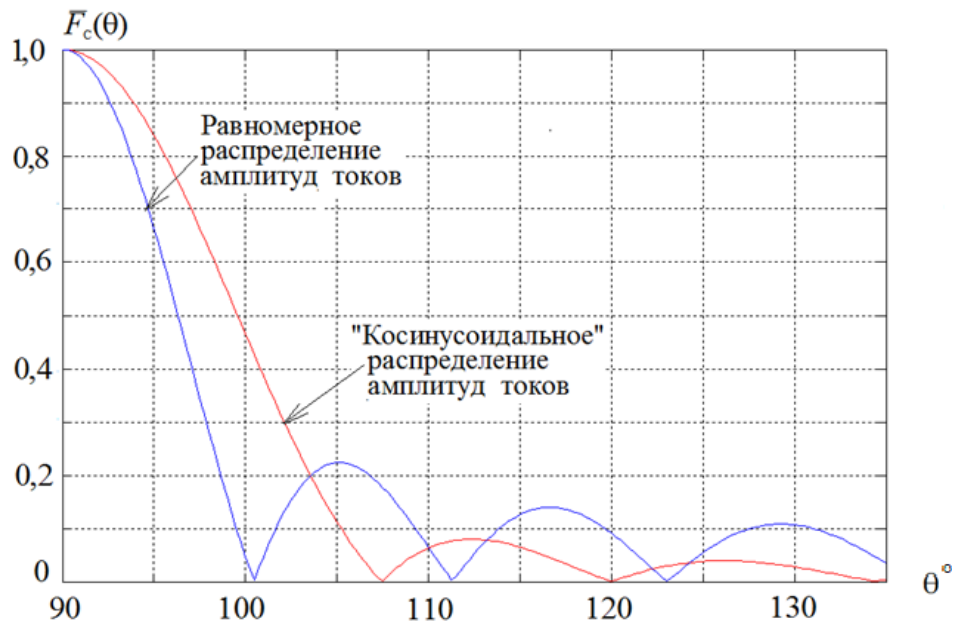


Рис. 4.7. Нормированные амплитудные ДН для двух распределений амплитуд возбуждающих токов

4.5. Плоские антенные решетки

Как показано выше, линейные АР в режимах нормального и наклонного излучений позволяют сформировать направленное излучение («сжать» диаграмму направленности) только в одной плоскости, проходящей через ось решетки тем больше, чем больше N . Плоские АР дают возможность сконцентрировать излучение в более узкий пучок в двух плоскостях. Форма плоской АР (раскрыв решетки) может быть прямоугольной, круглой, шестиугольной и т. д., что, в свою очередь, определяется как требованиями к форме ДН, так и особенностями поверхности носителя, на которой размещается соответствующее АФУ.

Для плоской АР, изотропные излучатели которой размещены в плоскости $z = 0$ в узлах прямоугольной сетки (рис. 4.8), где $N_y = 2M_y + 1$ рядов излучателей с шагом d_y , каждый ряд содержит $N_x = 2M_x + 1$ с шагом d_x излучателей, а множитель системы может быть записан в виде

$$f_c = \sum_{-M_x}^{M_x} \sum_{-M_y}^{M_y} I(n) e^{jk(x_n \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi)}, \quad (4.15)$$

где $x_n = n_x d_x (-M_x \leq n_x \leq M_x)$ и $y_n = n_y d_y (-M_y \leq n_y \leq M_y)$ – координаты излучателей в плоскости решетки [21, 23].

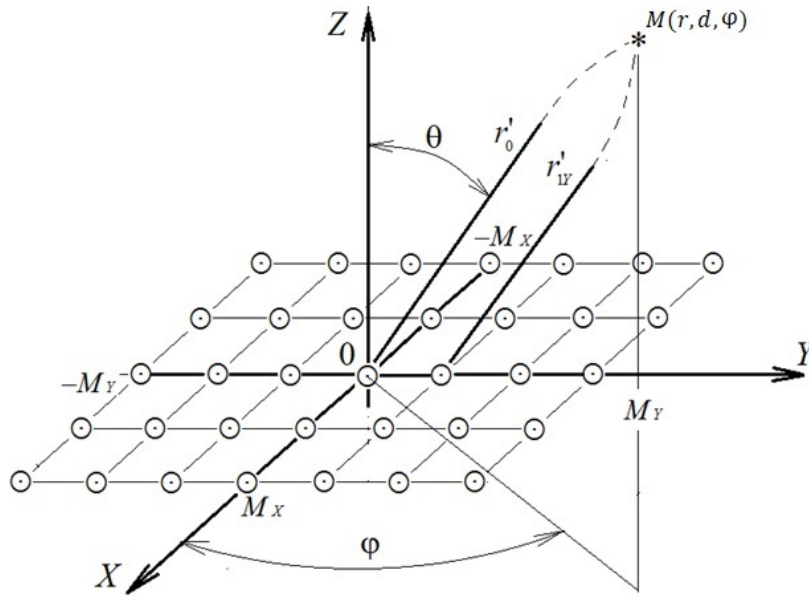


Рис. 4.8. Плоская АР из изотропных излучателей

Для случая равноамплитудного возбуждения излучателей по двум плоскостям, когда $\dot{I}(n) = I \cdot f(n_x) \cdot f(n_y)$, а $f(n_x) = e^{-jn_x \cdot \psi_x}$ и $f(n_y) = e^{-jn_y \cdot \psi_y}$, (4.15) примет вид

$$f_c(\theta, \varphi) = \left\{ \frac{\sin \left[\frac{N_x}{2} (kd_x \sin \theta \cos \varphi - \psi_x) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd_x \sin \theta \cos \varphi - \psi_x) \right]} \cdot \frac{\sin \left[\frac{N_y}{2} (kd_y \sin \theta \sin \varphi - \psi_y) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd_y \sin \theta \sin \varphi - \psi_y) \right]} \right\}.$$

Нормированный относительно направления к нормали решетки ($\psi_x = \psi_y = 0$) 3D-график для верхней полусферы, построенный с помощью MatLab для этого выражения, представлен на рис. 4.9.

Как и при сканировании линейной АР, главный лепесток в плоскости сканирования будет расширяться пропорционально $\frac{1}{\cos \theta_{\text{гл}}}$. Последнее мо-

жет быть объяснено уменьшением эквивалентной излучающей поверхности, перпендикулярной направлению максимума ДН (рис. 4.10).

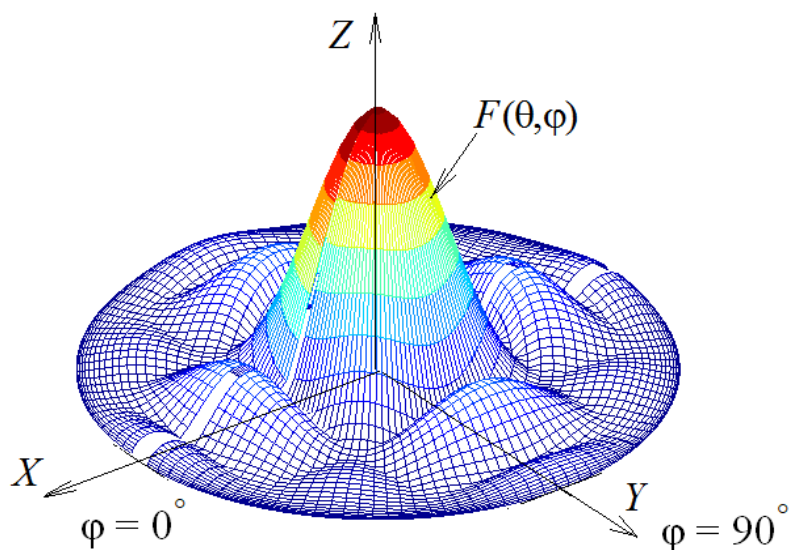


Рис. 4.9. 3D-график для верхней полусферы ДН плоской АР

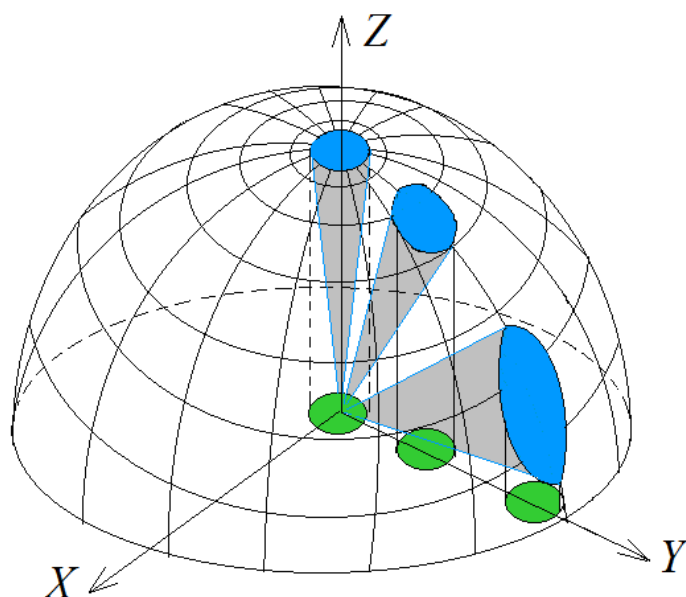


Рис. 4.10. Проекция луча на полусферу по уровню -3 дБ

4.6. Параметры антенн

Антенные системы характеризуются набором разнообразных параметров, совокупность которых позволяет производить как оценку, так и сравнение антенн между собой. В предыдущих разделах были введены и использованы некоторые из перечисленных параметров:

- диаграмма направленности;
- сопротивление излучения;
- коэффициент полезного действия (η);
- коэффициент направленного действия (КНД);
- входное комплексное сопротивление (импеданс);
- взаимный импеданс излучателей в составе АР и др.

Как показано в [12], между некоторыми из этих параметров имеется однозначная связь. Наличие такой связи дает возможность разбить параметры антенн на две категории: первичные и вторичные.

К первичным параметрам могут быть отнесены:

- комплексная векторная характеристика направленности;
- сопротивление излучения;
- коэффициент отражения на входе (или входной импеданс);
- предельная мощность (электрическая прочность АФУ).

Вторичные параметры являются производными от первичных и детализируют особенности основных характеристик антенн. К их числу могут быть отнесены, например, ширина главного лепестка ДН, уровень боковых лепестков, положение фазового центра антенны, КНД, коэффициент эллиптичности поляризации и др. Важной, но обособленной характеристикой антенны является рабочая полоса частот, в пределах которой первичные и вторичные параметры не выходят за поле допуска.

4.6.1. Векторная комплексная характеристика направленности антенны

В самом общем случае комплексная векторная характеристика направленности может быть представлена в виде произведения трех сомножителей

$$\mathbf{F}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) \cdot \mathbf{p}(\theta, \varphi) \cdot e^{j\Phi(\theta, \varphi)}, \quad (4.16)$$

описывающих амплитудную, поляризационную и фазовую структуру электромагнитного поля антенны в дальней зоне.

Вещественный положительный сомножитель $F(\theta, \varphi)$ представляет собой амплитудную характеристику (диаграмму) направленности по полю E ,

нормированную таким образом, что $|F_{\max}(\theta, \varphi)| = 1$. Так, рассчитанные в разд. 2, 3, 4 с помощью MatLab ДН удовлетворяют этому условию. При возведении в квадрат функции $F(\theta, \varphi)$ последняя описывает нормированное угловое распределение вектора Пойнтинга в дальней зоне.

Амплитудная характеристика направленности антенной системы может быть получена как расчетным, так и экспериментальным путем.

Векторный сомножитель $\mathbf{p}(\theta, \varphi)$ в (4.16) представляет собой единичный вектор поляризации с двумя компонентами, ориентированными по направлениям базисных векторов сферической системы координат i_θ и i_φ :

$$\mathbf{p}(\theta, \varphi) = i_\theta p_\theta(\theta, \varphi) + i_\varphi p_\varphi(\theta, \varphi). \quad (4.17)$$

Модуль вектора $\mathbf{p}(\theta, \varphi)$ всегда равен единице независимо от направления θ, φ , т. е. $|p_\theta|^2 + |p_\varphi|^2 = 1$. Компоненты p_θ и p_φ показывают относительное содержание вертикальной и горизонтальной составляющих вектора электрического поля в дальней зоне для каждого направления θ, φ , а также фазовый сдвиг между этими составляющими.

Мнимый показатель степени $\Phi(\theta, \varphi)$ в третьем сомножителе в (4.16) носит название фазовой характеристики направленности антенны по главной поляризации излучения. Функция $\Phi(\theta, \varphi)$ характеризует изменение фазового сдвига компонента главной поляризации при перемещении точки наблюдения по поверхности большой сферы радиуса R с центром в начале выбранной системы координат.

4.6.2. Коэффициент направленного действия

Степень концентрации излучаемой мощности антенной системы принято оценивать и сравнивать посредством специального параметра – коэффициента направленного действия (КНД), введенного А. А. Пистолькорсом в 1929 г. КНД антенны определяется как отношение вектора Пойнтинга в данном направлении (θ_1, φ_1) к средней величине вектора Пойнтинга на поверхности полной сферы, охватывающей антенну (при одинаковом расстоянии R в обоих случаях). Значение КНД согласно [4, 12, 21] примет вид

$$D = \Pi(\theta_1, \varphi_1) / \Pi_{\text{уср.}}, \quad (4.18)$$

где $\Pi(\theta_1, \varphi_1) = |E_{\text{max}}|^2 F^2(\theta_1, \varphi_1) / 2 \cdot Z_C$, а $|E_{\text{max}}|$ – амплитудное значение напряженности электрического поля в направлении максимального излучения.

Следовательно, при определении КНД конкретная антенна или АР сравнивается с воображаемой, абсолютно ненаправленной (изотропной) антенной (см. рис. 4.4), излучающей ту же мощность, что и данная.

Тогда для изотропного излучателя $\Pi_{\text{уср.}} = P_{\Sigma} / 4\pi R^2$, где P_{Σ} – мощность излучения, а R находится в дальней зоне поля антенны. На практике определяется КНД для направления максимального излучения направленной антенны по формуле

$$D_{\text{max}} = \frac{|E_{\text{max}}|^2 2\pi R^2}{Z_C \cdot P_{\Sigma}}, \quad (4.19)$$

учитывая то, что $P_{\Sigma} = \iint_S \Pi(\theta, \varphi) dS = \frac{|E_{\text{max}}|^2 R^2}{2Z_C} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$ для излучателей, ДН которых имеет осевую симметрию (см. рис. 2.3 и 3.2), (4.19) примет вид

$$D = \frac{2}{\int_0^{\pi} F^2(\theta) \sin \theta d\theta}.$$

Для конкретных выражений $F(\theta, \varphi)$, например, (2.14), (3.16) и др., вычисленные значения КНД согласно [30, с. 276] приведены в табл. 4.1.

Помимо КНД, направленные свойства антенных систем оцениваются также углом раствора главного лепестка ДН в какой-либо плоскости при заданном уровне относительной мощности. Этот угол $\Delta\phi^\circ$ определяется по уровню половинной мощности (уровень 0,707 по полю, или –3 дБ) относительно главного максимума излучения [4, 12, 21].

Таблица 4.1

Тип антенны	Коэффициент направленного действия, D	Эффективная поглощающая площадь антенны, $S_{\text{эфф.}}$	Сопротивление излучения R_{Σ} [Ом]
Диполь Герца (см. рис. 2.1)	1,5	$3\lambda^2 / 8\pi$	$80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$
Симметричный полуволновый вибратор (см. рис. 3.2)	1,64	$1,64 \frac{\lambda^2}{4\pi}$	73,2
Полуволновая щель, возбуждаемая резонатором (см. рис. 2.4, б)	3,28	$3,28 \frac{\lambda^2}{4\pi}$	$\frac{(120\pi)^2}{2 \cdot 73,2}$
Излучающая плоскость с равномерным распределением плотности, возбуждающего ЭМ поле тока	$\frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{эфф.}}$	$S_{\text{эфф.}} = a \cdot b$ $S_{\text{эфф.}} = \pi \cdot r^2$	—

Примечание. a и b – линейные размеры прямоугольного излучающего раскрыва; r – радиус круглого раскрыва; $S_{\text{эфф.}}$ – площадь, с которой приемная антенна извлекает часть энергии облучающего ее ЭМ поля, с последующим преобразованием в мощность на входе радиоприемного устройства ($P_{\text{вх.}} = \Pi_{\text{уср.}} \cdot S_{\text{эфф.}}$).

Тогда грубая оценка КНД на практике может быть произведена по формуле

$$D = \frac{(32\,000 - 36\,000)}{\Delta\theta^\circ \cdot \Delta\varphi^\circ}, \quad (4.20)$$

где под $\Delta\theta^\circ$ и $\Delta\varphi^\circ$ понимаются значения ширины главного лепестка реальной ДН на уровне половинной мощности в двух плоскостях [4,12].

Поскольку антенна является обратимым взаимным устройством СВЧ, выражение (4.20) одинаково применимо как для передающих так и для приемных антенн.

В технике АФУ вопрос согласования комплексного сопротивления антенны как с выходом передающего устройства, так и с входом радиоприемного устройства посредством линии передачи (ЛП), длина которой в некоторых случаях может достигать сотен метров (антенна на вершине телемачты – передатчик в наземном стационарном здании), играет очень важную роль. В первом случае от качества согласования будет зависеть КПД системы вещательного телевидения, а во втором – шумовые характеристики радиоприемного тракта системы дальней связи или радиолокации [4, 12].

5. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АНАЛОГОВЫХ И ЦИФРОВЫХ УСТРОЙСТВ НЕКОНТАКТНЫХ ВЗРЫВАТЕЛЕЙ

К современным АФУ предъявляются весьма жесткие и разнообразные требования как по характеристикам направленности и согласованию в рабочей полосе частот, так и габаритам, массе, стоимости, технологичности и т. д. В связи с потребностями создания невыступающих антенн, размещаемых на борту летательных аппаратов, а также простых в изготовлении антенн более широкого назначения, получила развитие техника микрополосковых и печатных антенн в диапазоне СВЧ.

Наиболее простыми из известных печатных антенн являются вибраторы, выполненные на одной стороне поверхности металлизированного диэлектрика вместе с устройствами симметрирования, согласования и распределения сигнала в АР. В дальнейшем появились более сложные излучатели в виде прямоугольных, дисковых и щелевых (антенна Вивальди) структур [21, 23]. Расположение излучателя на малом по сравнению с длиной волны расстоянии над экраном, а также заполнение этого пространства диэлектриком приводят к существенным изменениям характеристик таких антенн по сравнению с вибраторными, расположенными в свободном полупространстве. На рис. 5.1 приведена конструкция печатной приемной антенны системы GPS.

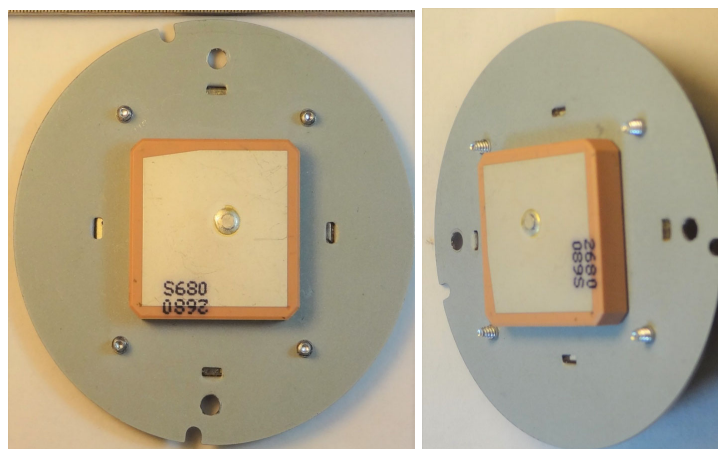


Рис. 5.1. Приемная антенна системы GPS
(размеры диэлектрического основания – $25 \times 25 \times 4$ мм)

5.1. Полосковые и микрополосковые антенны

Для анализа характеристик печатных излучателей нашла применение модель в виде резонатора, образованного проводником произвольной геометрии, расположенным на лицевой поверхности диэлектрика, в то время как тыльная сторона покрыта сплошной металлизацией (рис. 5.2).

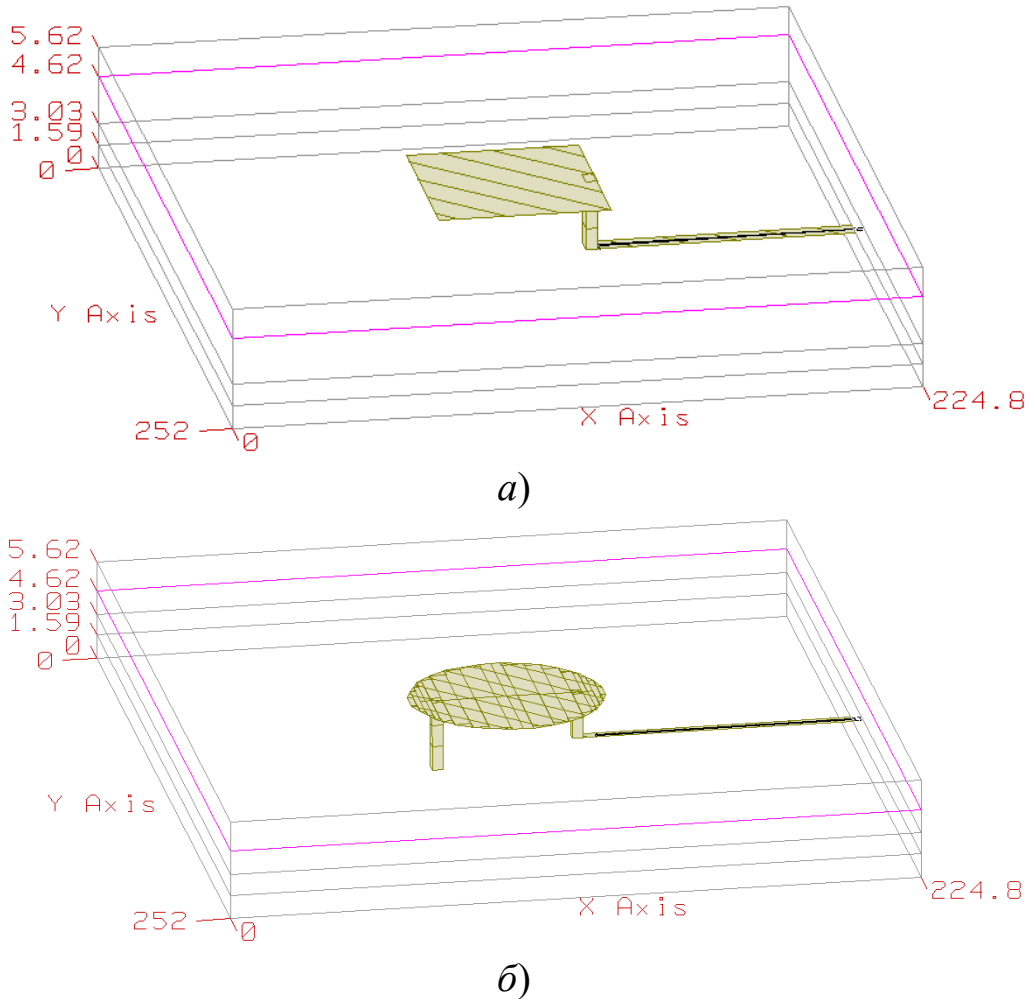


Рис. 5.2. Модель резонаторного печатного излучателя:

а) прямоугольный проводник; б) круглый проводник

Основанием для введения такой модели служат следующие соображения:

– так как $h \ll \lambda$, в области, ограниченной верхним проводником и экраном, существуют только компоненты электрического поля E_z и компоненты H_x и H_y магнитного поля;

– ЭМ поле в этой области не зависит от координаты z , а зависимости от x и y соответствуют резонансу прямоугольного проводника на низшем типе волны E_{010} , а для диска – резонансу на низшем типе волны E_{110} [23, 27].

Вектор поля E_z , создаваемого проводником над экраном, будет иметь преимущественно нормальную к экрану (см. рис. 5.2), и ЭМ, создаваемое печатной антенной в дальней зоне, можно рассматривать как излучение двух щелей с торцов прямоугольного излучателя или кольцевого магнитного тока по периметру круглого диска [23]. Таким антеннам присущ основной недостаток резонаторно-щелевых антенн – узкополосность.

Резонансная частота зависит как от геометрических размеров печатной антенны-излучателя (ПА), так и от параметров диэлектрического заполнения (ϵ_r и его толщины h). Рабочая полоса ПА зависит от характера изменения комплексного входного сопротивления и, следовательно, от добротности открытого резонатора, нагруженного на свободное полупространство.

Диэлектрическая проницаемость подложки выбирается в пределах $\epsilon_r = 2,5 \dots 5 \dots 10$, а тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta = 10^{-4} \dots 10^{-3}$, толщина диэлектрической подложки $h_{\epsilon_r} \approx (0,1 \dots 0,01) \cdot \lambda$, толщина излучающей пластины $S \approx 0,025 \dots 0,05$ мм. Полоса согласования с системой деления / суммирования АР для прямоугольной пластины $\frac{2\Delta f}{f_0} \approx 1,5 \%$, для круглой пластины

$$\frac{2\Delta f}{f_0} \approx 5 \dots 10 \%.$$

Освоенный печатными излучателями диапазон составляет $300 \text{ МГц} \leq f \leq 20 \text{ ГГц}$. Приближенное значение резонансных частот ПА можно определить из условия резонанса соответствующего типа колебания в структуре с магнитными стенками по периметру проводника и с учетом поправок (метод Олинера) на концентрацию реактивной энергии у кромок печатного проводника во внешней области. Тогда для прямоугольного ПА с длиной пластины b и шириной a (тип колебаний – E_{010}) резонансный размер определится по формулам [25]:

$$\frac{b_{\text{рез.}}}{\lambda_0} = \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon_{\text{эфф.}}}} \left[\frac{1 + \frac{2d}{\pi b \alpha \varepsilon_{\text{эфф.}}} \ln \left(\frac{2b\sqrt{\varepsilon_{\text{эфф.}}}}{\gamma d} \right)}{1 - \frac{2d}{\pi b \alpha \varepsilon_{\text{эфф.}}}} \right], \quad (5.1)$$

где $\varepsilon_{\text{эфф.}} = \frac{\varepsilon_r' + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r' - 1}{2} \left(1 - 10 \frac{d}{a} \right)^{-\frac{1}{2}};$

$$\alpha = 1 + 1,393 \left(\frac{d}{a} \right) + 0,667 \left(\frac{d}{a} \right) \times \\ \times \ln \left(\frac{d}{a} + 1,444 \right); \quad \gamma = 1,78107;$$

ε_r' – относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

Резонансный диаметр $a_{\text{рез.}}$ дисковой ПА геометрического радиуса a (тип колебаний – E_{110}) рассчитывается по формуле [25]

$$\frac{a_{\text{рез.}}}{\lambda_0} = \frac{1,841}{2\pi\sqrt{\varepsilon_{\text{эфф.}}} \left[1 + \frac{2d}{\pi a \varepsilon_{\text{эфф.}}} \left(\ln \frac{\pi a}{2d} + 1,7726 \right) \right]^{-\frac{1}{2}}}. \quad (5.2)$$

Рассмотренные ранее симметричные вибраторы в свободном пространстве возбуждают линейно поляризованную ЭМ волну. Это свойство однозначно связано с распределением тока проводимости в плечах вибратора или магнитного тока в щели. В тоже время два развернутых под углом $90^\circ \frac{\lambda}{2}$ -вибратора, питаемые в квадратуре, излучают ЭМ волну круговой (эллиптической) поляризации [4, 12, 17, 21]. Как показано в [23, 27], в зависимости от способа возбуждения печатного излучателя (одно, два и более мест подвода) питающих линий передачи будет зависеть согласование и уровень кросс-поляризации – наличия или отсутствия квадратурной составляющей ЭМ поля в дальней зоне.

5.2. Электромагнитное моделирование характеристик излучателей

Возможности, предоставляемые системами автоматизированного проектирования [5, 6], рассчитанные по формулам (5.1) и (5.2) геометрические размеры ПА, или взятые из таблиц, представленных в разд. 2.6 [25] позволяют использовать в качестве начального приближения для создания 2,5D- и 3D-моделей. Значение $R_{\text{вхП}}$ (входное сопротивление на краю ПА) также требует дополнительных усилий для согласования с подводящими ЛП, волновое сопротивление которых не превышает 50–75 Ом.

Ниже представлены результаты электродинамического моделирования ПА (рис. 5.3).

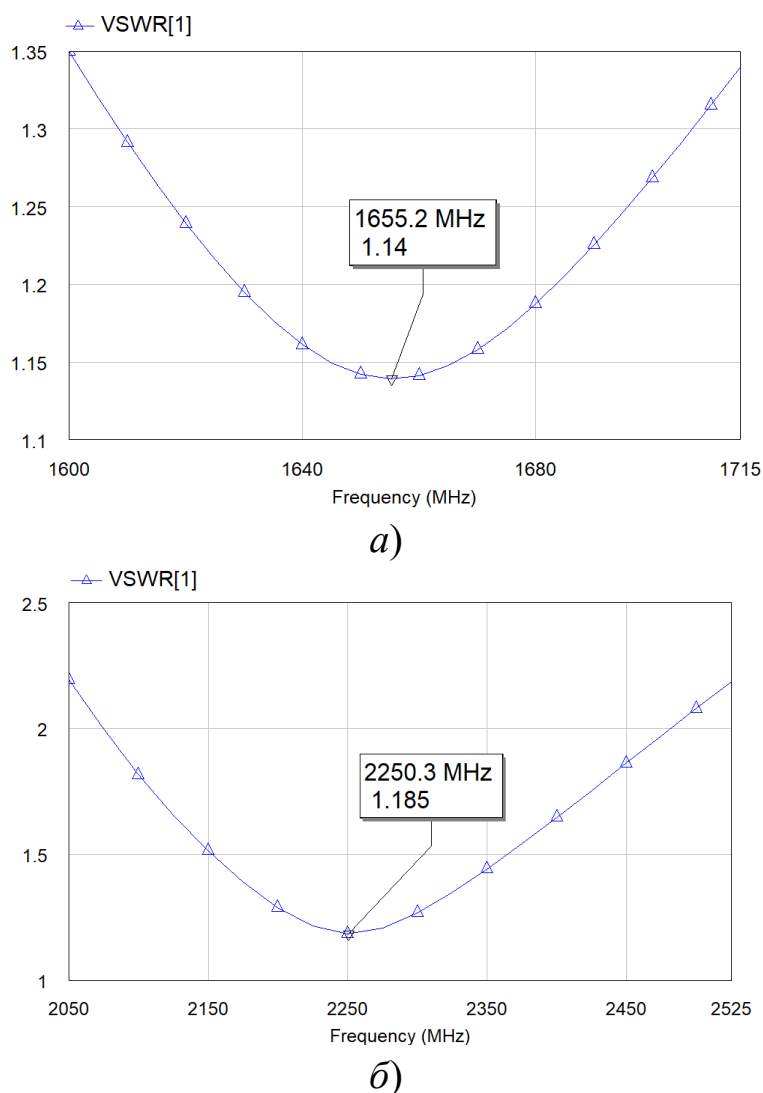
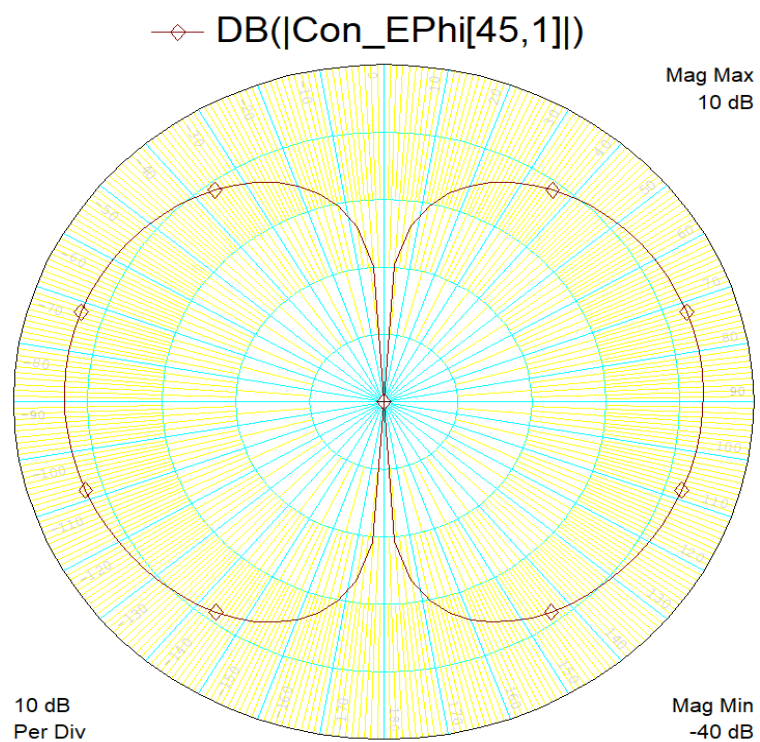
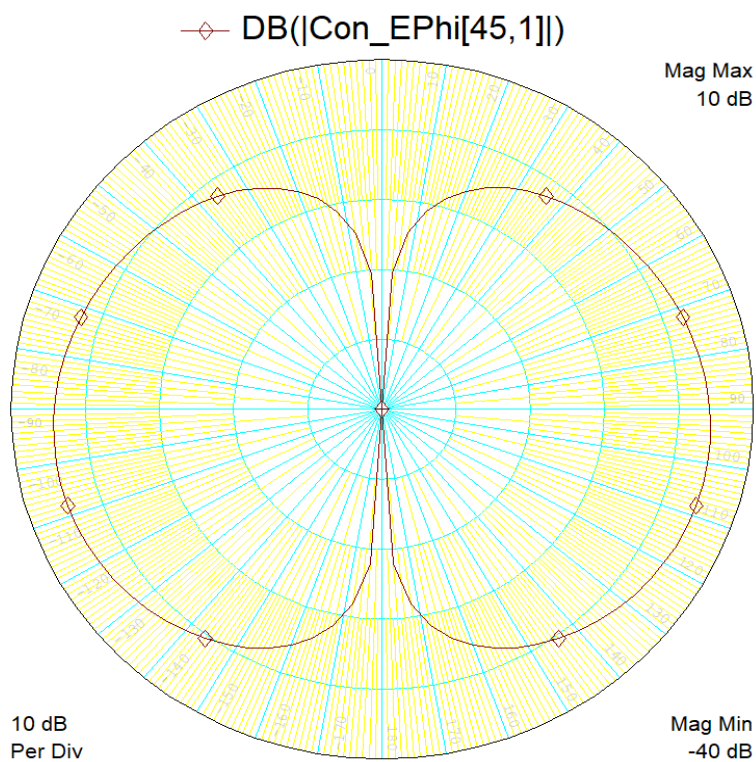


Рис. 5.3. Частотные зависимости VSWR:

а) прямоугольного ПА (см. рис. 5.2, а); б) круглого ПА (см. рис. 5.2, б)



a)



б)

Рис. 5.4. Азимутальная ДН ПА (см. рис. 5.2) при изменении φ в интервале $-180^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ и фиксированном значении $\theta = 45^\circ$:
a) прямоугольного ПА (см. рис.5.2, *a*); *б)* круглого ПА (см. рис.5.2, *б*)

6. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ И ГЕНЕРИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ НЕКОНТАКТНЫХ ВЗРЫВАТЕЛЕЙ

Управляющие устройства – дискретные и аналоговые фазовращатели (ФВ), а также переключатели и аттенюаторы находят широкое применение в фазированных антенных решетках, что и определяет совокупность предъявляемых к ним требованиям [23, 25].

Устройства управления фазой характеризуются следующим набором параметров:

- числом различных фазовых состояний;
- величиной минимального и максимального изменения фазы для двух крайних значений импеданса управляющего элемента;
- стабильность фазового сдвига в диапазоне рабочих температур;
- рабочая полоса частот;
- потери СВЧ мощности;
- число управляющих элементов (УЭ);
- мощность, потребляемая по цепям управления;
- частотная зависимость дифференциального фазового сдвига.

Электрические характеристики УЭ во многом определяют эксплуатационные свойства соответствующей радиотехнической системы.

6.1. Полупроводниковые управляющие элементы

Полупроводниковые диоды с p – n -переходом применяются в быстродействующих маломощных устройствах ($P_{\sim} \leq 10$ мВт) для управления фазой и частотой колебаний. Зависимость барьерной емкости обратно смещенного p – n -перехода от управляющего напряжения имеет вид

$$C = \frac{A}{(\varphi_k - U_{\text{упр}})^n},$$

где A – постоянная для данного перехода величина, зависящая от площади перехода и электрофизических характеристик полупроводника; Φ_k – контактная разность потенциала, а n – показатель степени, равный $\frac{1}{2}$ для диодов с плавным p – n -переходом, в дальнейшем – *варикапов*.

Омические потери в кристалле (r_s) задают такой параметр, как добротность $Q_d = \frac{1}{\omega(C_d + C_k)r_s}$, где C_d – барьерная емкость перехода, а C_k – емкость корпуса, не превышающая $1 \div 1,5$ пФ. Управляющие свойства варикапа характеризуются коэффициентом перекрытия емкости, учитывающего емкость корпуса:

$$k_c = \frac{C(U_{\min}) + C_k}{C(U_{\max}) + C_k},$$

где $C(U_{\min})$ и $C(U_{\max})$ – емкости p – n -перехода при минимальном и максимальном управляющем напряжении. Практические значения k_c лежат в диапазоне $2,5 \leq k_c \leq 4 \div 6$. Температурный коэффициент емкости (ТКЕ) зависит от температурной нестабильности контактной разности потенциала – Φ_k , и при $U_{\text{упр}} \approx 4$ В составляет $(400 \pm 100)10^{-6}$ 1/град, а при 40 В не превышает $200 \cdot 10^{-6}$ 1/град.

Другим УЭ, широко применяемым для дискретного управления фазой или плавного управления амплитудой при больших мощностях СВЧ-диапазона, является кремниевый p - i - n -диод [25]. Введение между слоями сильно легированного полупроводника p^+ и n^+ высокоомной i -области придает такой трехслойной структуре следующие полезные свойства:

- высокочастотное комплексное сопротивление p - i - n -диода определяется в основном свойствами i -слоя, так как сопротивления p^+ и n^+ слоев на этих частотах малы и ими можно пренебречь;

- активная составляющая полного сопротивления диода близка к его низкочастотному дифференциальному сопротивлению, а реактивная определяется статической емкостью i -слоя.

Тогда, если варикап является безынерционным УЭ вплоть до миллиметрового диапазона длин волн, то р-і-п-диод ведет себя как управляемый резистор в диапазоне СВЧ. В открытом состоянии, когда через структуру протекает прямой ток, достигающий десятков миллиампер, ее сопротивление r_+ уменьшается до единиц Ом. В закрытом состоянии, когда к р-і-п-диоду приложено отрицательное запирающее напряжение, его сопротивление r_- возрастает до тысяч Ом. Емкость кристалла должна быть учтена и скомпенсирована соответствующими схемотехническими решениями. Показателем качества такого высокочастотного ключа является отношение

$$K = \frac{\left| \dot{Y}_{\max} \right|}{\left| \dot{Y}_{\min} \right|} = \frac{\left| G_{\max} + jB_{\max} \right|}{\left| G_{\min} + jB_{\min} \right|} = \frac{r_-}{r_+},$$

введенное Б. В. Сестрорецким [26]. В табл. 6.1 приведены параметры некоторых р-і-п-диодов, иллюстрирующих зависимость последних от пробивного напряжения и рассеиваемой мощности.

Таблица 6.1

Основные характеристики р-і-п-диодов

Тип диода	C_d , пФ	$f_{кр}$, ГГц	r_+ , Ом	$I_{пр}$, мА	$U_{обр}$, В	$U_{проб}$, В	$U_{рас.мах}$, Вт
КА535Б	3,0–4,5	100	0,5	100	100	1 000	100
КА537А	3	200	0,5	100	100	600	20
КА542А	1	250	1,7	100	100	1 100	4
КА536А-5	0,08–0,16	300	1,5	100	100	300	1
КА543А-5	0,12–0,19	300	1,5	3	20	100	0,5
КА541А-6	0,15–0,22	400	1,3	100	100	300	0,5

На рис. 6.1, а представлена электрическая схема замещения р-і-п диода с учетом параметров корпуса, а на рис. 6.1, б, в, г для бескорпусных диодов.

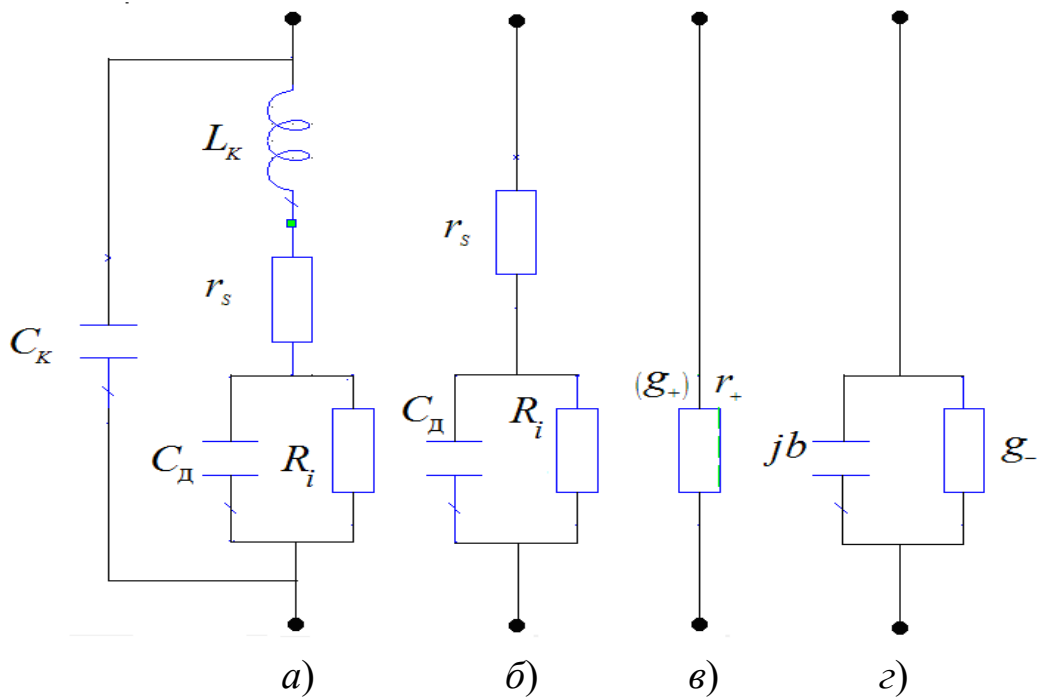


Рис. 6.1. Электрическая схема замещения р-і-п диода:

а) с учетом параметров корпуса; б) бескорпусного диода, где r_s – сопротивление потерь кристалла; в) открытого состояния диода; г) закрытого состояния диода

Критическая частота р-і-п-диода определяется по формуле $f_{кр} = 1 / (2\pi C_d \sqrt{r_+ \cdot r_-})$, на которой емкостное сопротивление полупроводниковой структуры численно равно среднему геометрическому значению активных сопротивлений диода при прямом токе и обратном смещении [26]. Критическая частота определяет эффективность диодов при их применении как электронных ключей. Показатель качества K , согласно формуле (6.1), в свою очередь может быть представлен в виде

$$K = \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^2, \quad (6.1)$$

где f – рабочая частота устройства [26].

6.2. Проектирование фазовращателей и аттенюаторов

Полупроводниковые ФВ, кроме деления по принципу работы на аналоговые (плавные) и дискретные, могут различаться по способу функционирования:

- отражательные;
- проходные.

В отражательных ФВ для разделения падающей на УЭ волны и отраженной, получившей определенный фазовый сдвиг ($\Delta\varphi$), используются квадратурные 3 дБ-направленные ответвители, или невзаимные СВЧ узлы – ферритовые циркуляторы (рис. 6.2а, рис. 6.2б). Проходные ФВ используют переключаемые отрезки линий передачи, при этом разность геометрических длин этих отрезков реализует требуемый $\Delta\varphi$ (рис. 6.2в, рис. 6.2г), а также разнообразные электрические фильтры, перестройка которых плавно или дискретно изменяет в первом случае наклон фазочастотной характеристики, а во втором перемещает ее параллельно самой себе в рабочем диапазоне частот.

На рис. 6.2а представлена электрическая схема фазового манипулятора, где р-і-п диод представлен идеальным ключом. Реактивные элементы корпуса диода (см. рис. 6.1, а) и емкость кристалла отнесены к некоторой согласующе-трансформирующей цепи, выделенной сечениями $a-a$ и $b-b$. Тогда в сечении $a-a$, если $r_+ \ll Z_{B0}$, а $r_- = Kr_+ \gg Z_{B0}$ фазы коэффициентов отражения $\Gamma_+ = (r_+ - Z_{B0}) / (r_+ + Z_{B0})$ и $\Gamma_- = (r_- - Z_{B0}) / (r_- + Z_{B0})$ отличаются на π . Для исключения паразитной амплитудной модуляции (АМ) при переключении р-і-п-диода также требуется обеспечить равенство модулей

$$|\dot{\Gamma}_+| = |\dot{\Gamma}_-| \quad (6.2)$$

в сечении $b-b$.

Как показано в [27], наряду с выполнением условия (6.2) на центральной частоте рабочей полосы пропускания ФВ необходимо потребовать равенство наклона фазочастотных характеристик:

$$\frac{d}{d\omega} \varphi_+ = \frac{d}{d\omega} \varphi_- \text{ при } \omega = \omega_0. \quad (6.3)$$

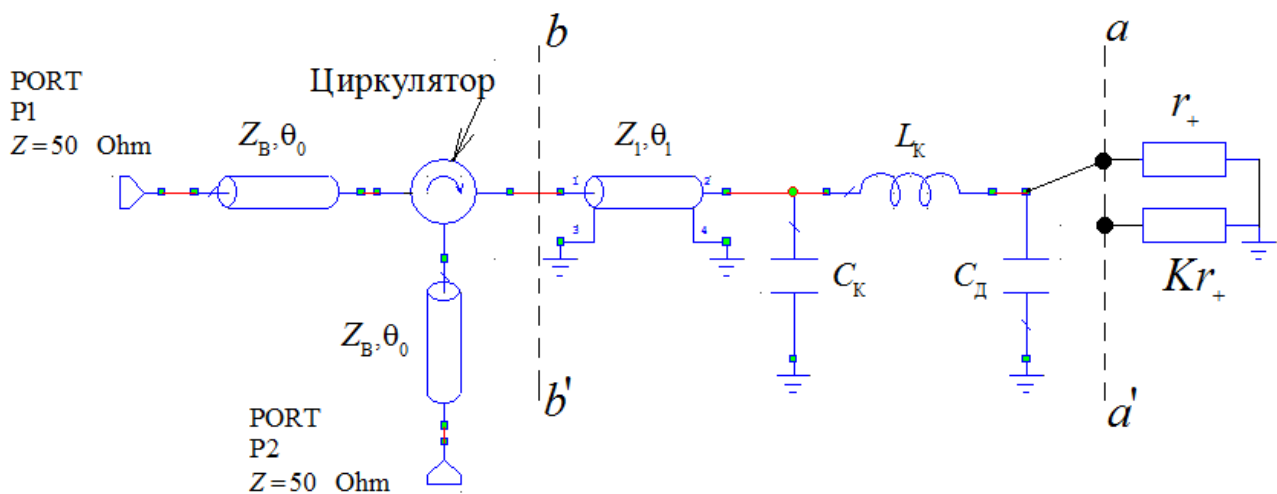


Рис. 6.2а. Отражательные и проходные фазовращатели на р-і-п-диодах (фазовый манипулятор на ферритовом циркуляторе)

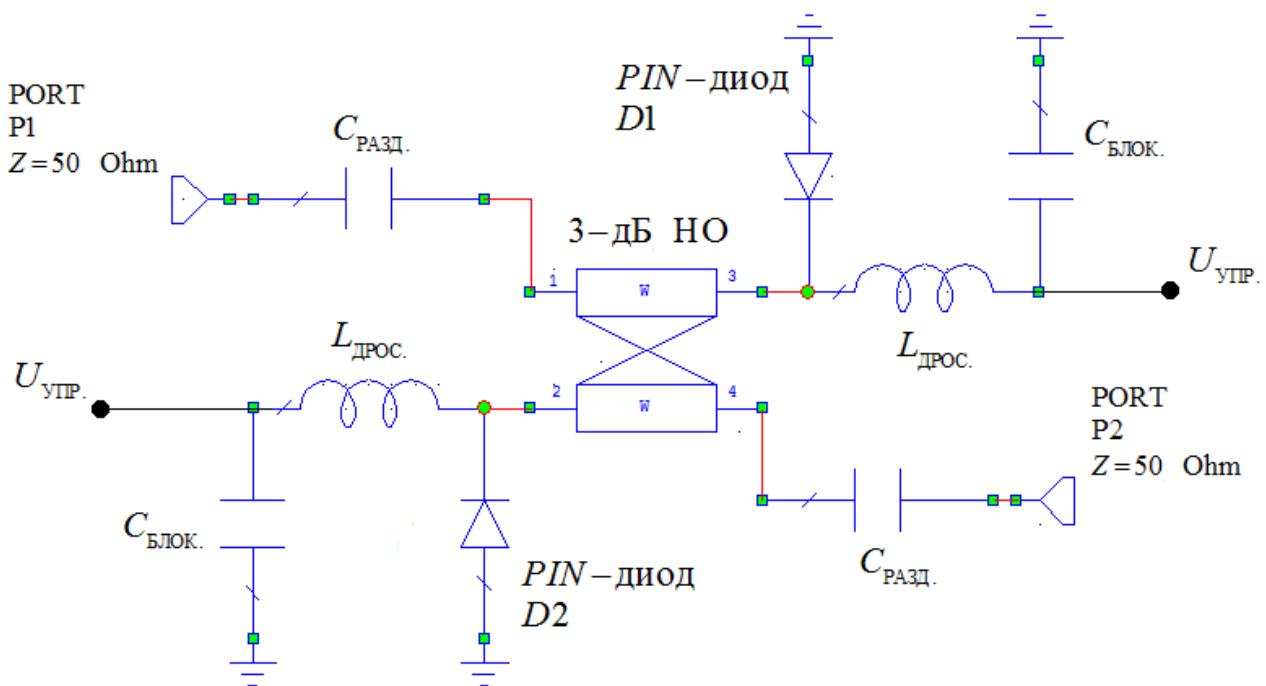


Рис. 6.2б. Отражательные и проходные фазовращатели на р-і-п-диодах (ФВ на 3 дБ-квадратурном направленном ответвителе)

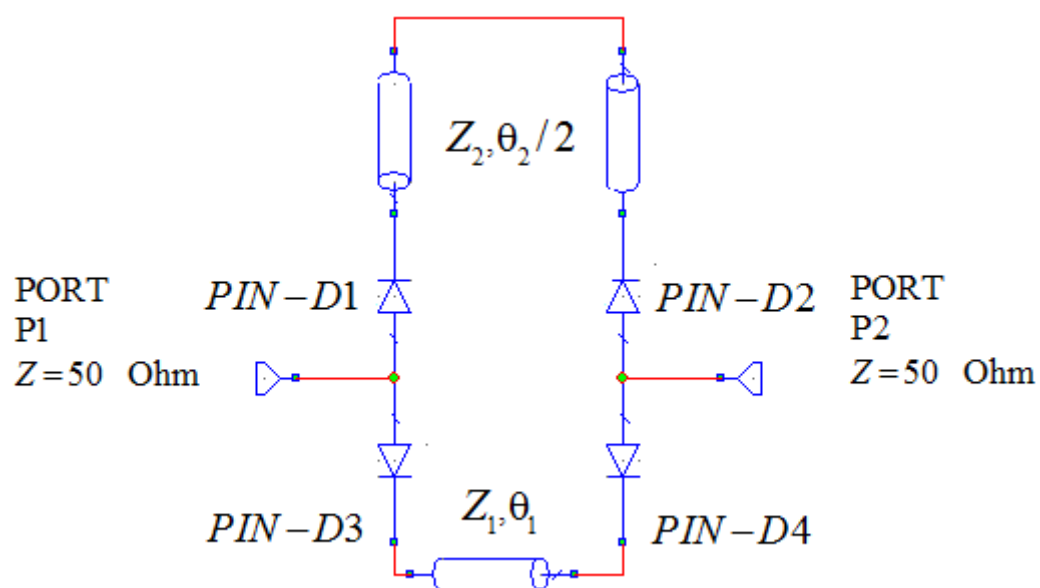


Рис. 6.2в. Отражательные и проходные фазовращатели на р-і-п-диодах (ФВ на переключаемых линиях передачи)

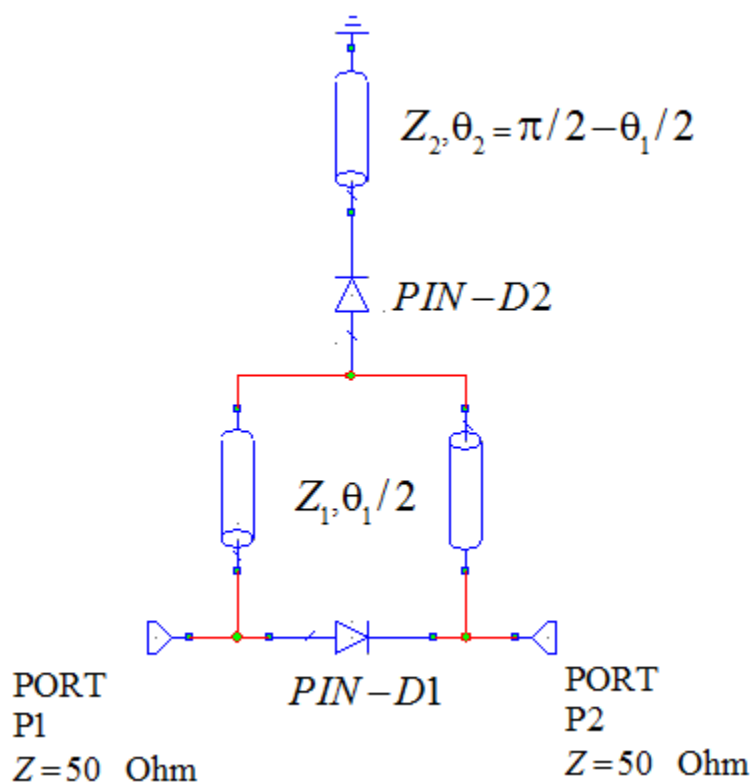


Рис. 6.2г. Отражательные и проходные фазовращатели на р-і-п-диодах (ФВ на переключаемых линиях передачи)

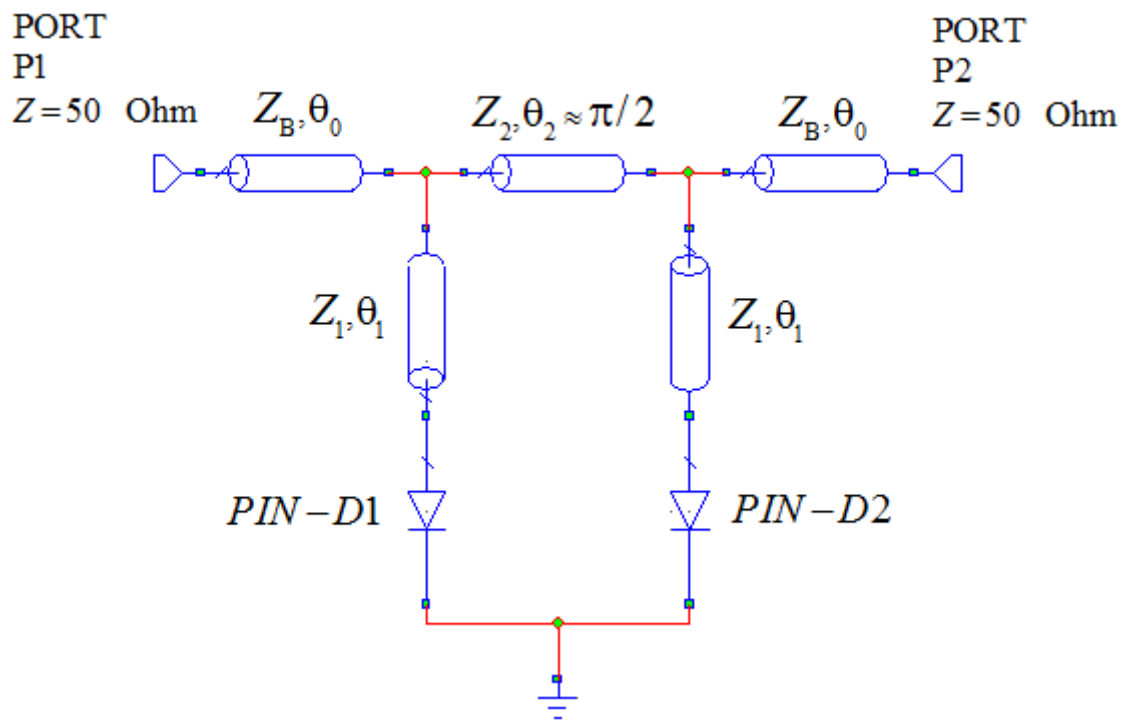


Рис. 6.2д. Отражательные и проходные фазовращатели на р-і-п-диодах (ФВ типа «нагруженной» линии)

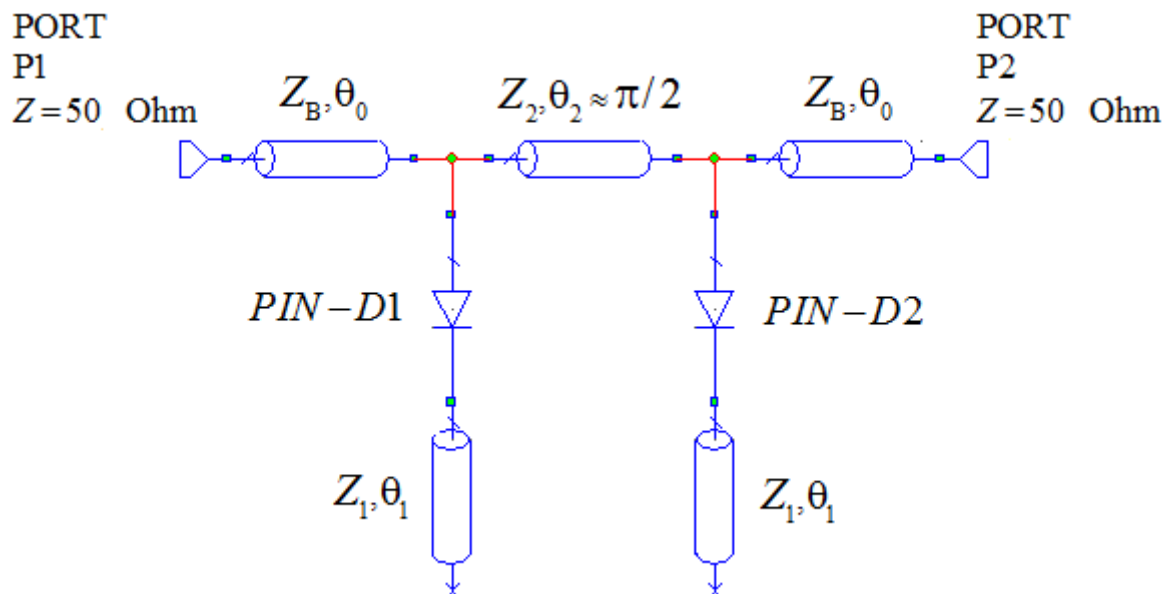


Рис. 6.2е. Отражательные и проходные фазовращатели на р-і-п-диодах (ФВ типа «нагруженной» линии)

Примечание. Цепи управления состоянием диода приведены для примера только для схемы ФВ (рис. 6.3), в других случаях они выполняются аналогично, но с привлечением дополнительных элементов, обеспечивающих протекание постоянного тока через открытый диод.

Так как одновременное выполнение (6.2) и (6.3) для заданной величины фазового сдвига $\Delta\varphi = \arg\left(\dot{S}_+\right) - \arg\left(\dot{S}_-\right)$ требует достижения компромисса при выборе параметров трансформирующего четырехполюсника (см. рис. 6.2а), то для электрической модели (рис. 6.3) одноступенчатого отражательного фазовращателя (ООФ) представляется возможным применить возможности AWR Microwave Office для настройки трансформирующего четырехполюсника.

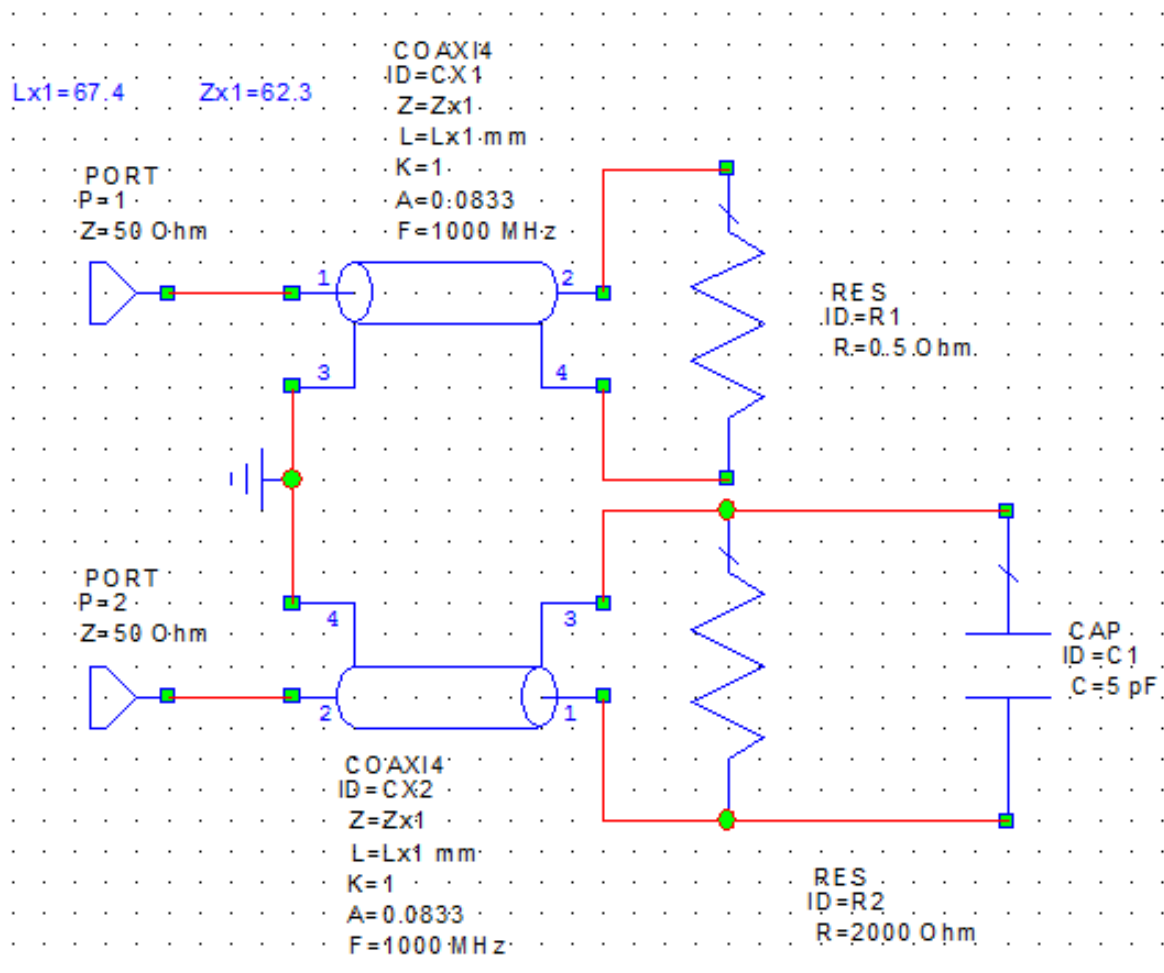


Рис. 6.3. Электрическая модель для оптимизации ООФ по потерям, постоянству дифференциального фазового сдвига в диапазоне частот

На рис. 6.4а представлены частотные зависимости коэффициента отражения ООФ для двух состояний р-і-п-диода, здесь же приведено окно Variable Tuner, с помощью которого были выравнены значения коэффициентов отражения на центральной частоте.

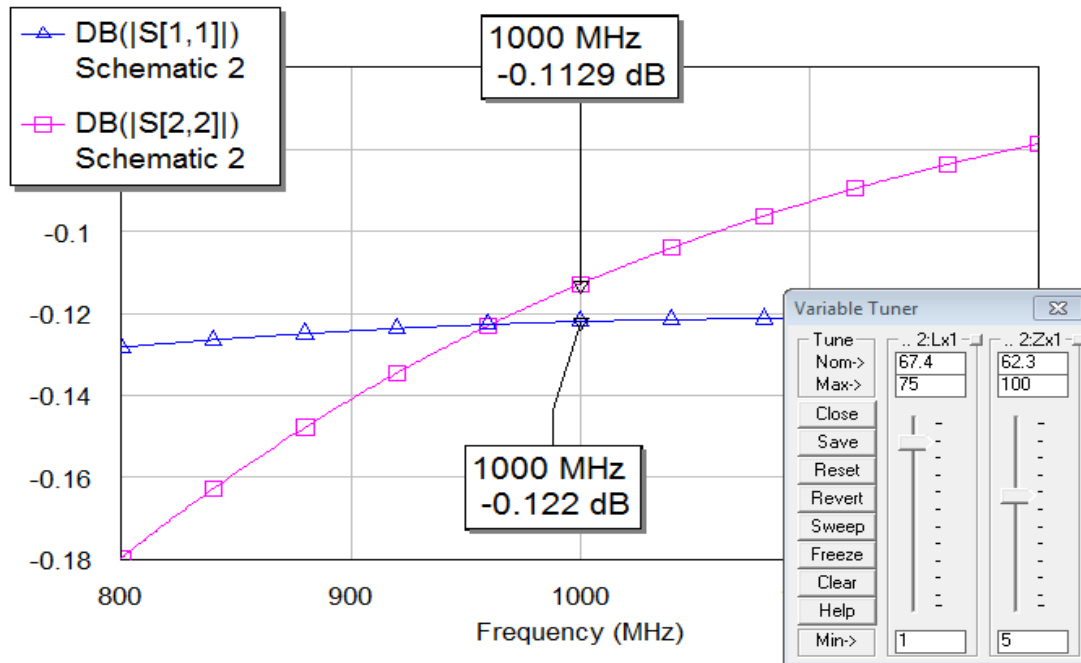


Рис. 6.4а. Частотные характеристики ООФ
(коэффициентов отражения для двух состояний р-і-п-диода)

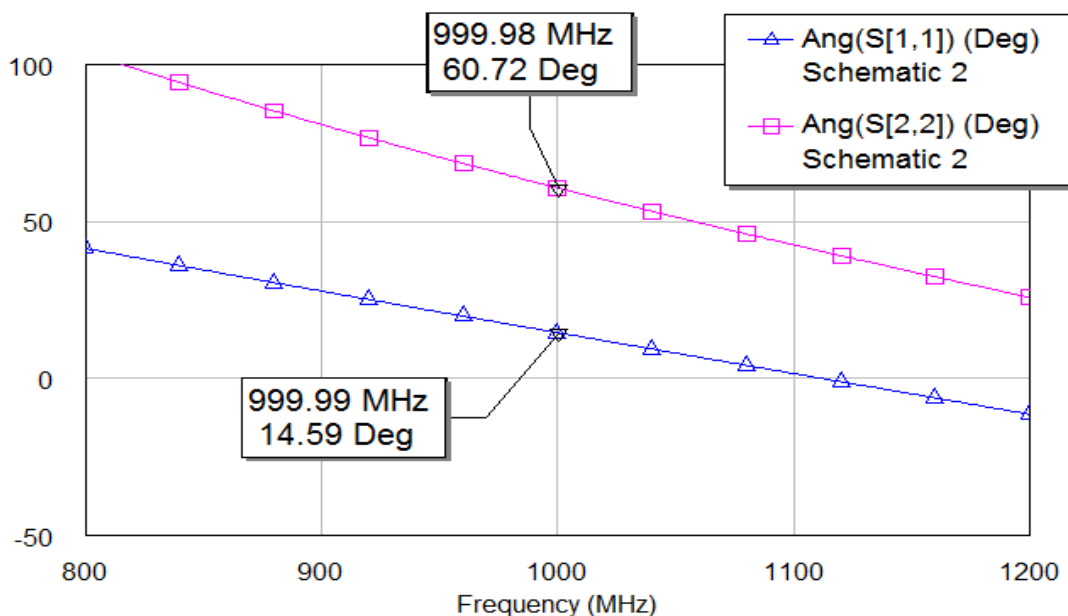


Рис. 6.4б. Частотные характеристики ООФ
(дифференциального фазового сдвига)

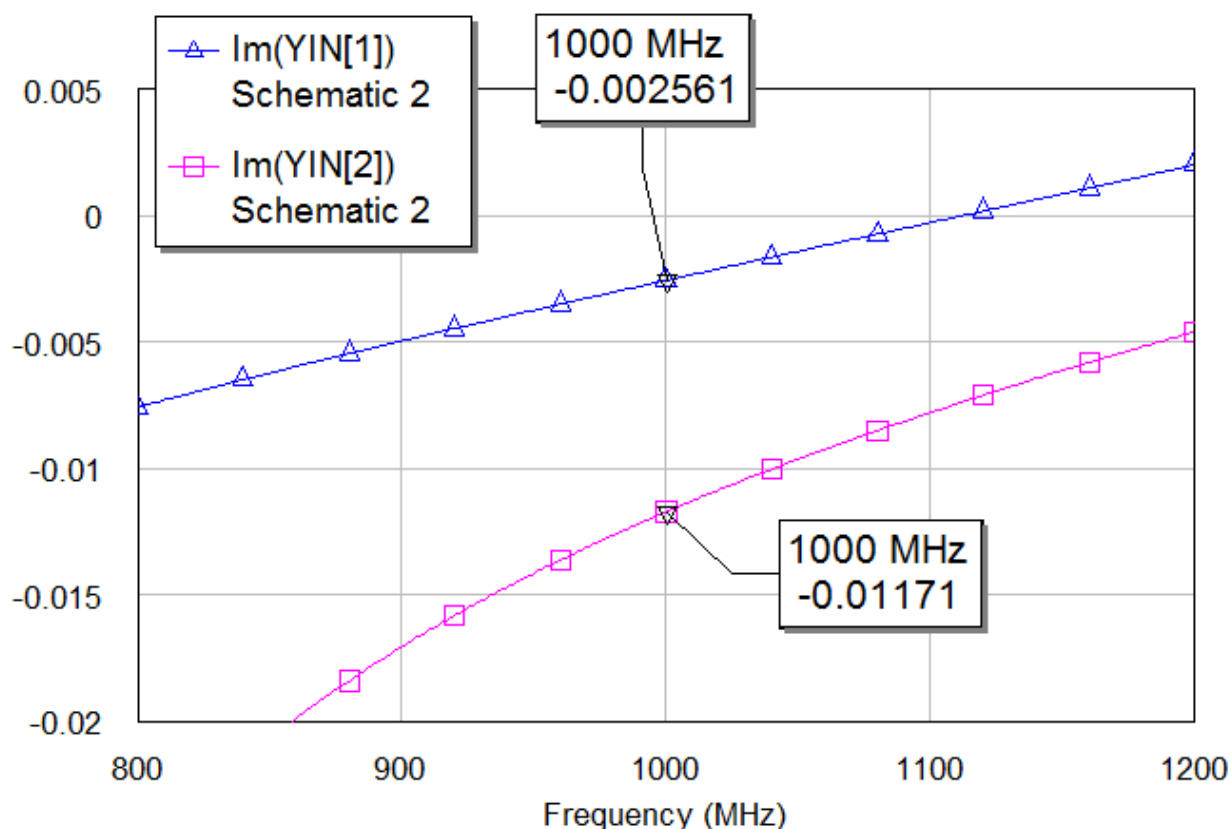


Рис. 6.4в. Частотные характеристики ООФ (изменения входной проводимости ООФ в зависимости от волнового сопротивления и геометрической длины отрезка линии передачи)

На рис. 6.4б представлены частотные зависимости изменения фазы коэффициента отражения ООФ, при этом $\Delta\varphi = \arg\left(\dot{S}_+\right) - \arg\left(\dot{S}_-\right) = 46^\circ$.

На рис. 6.4в представлены частотные зависимости изменения реактивной части входной проводимости ООФ, которая на центральной частоте изменяется в данном примере от $-jb_+ = 0,002\,561$ до $-jb_- = 0,011\,71$. При других значениях $Zx1$ и $Lx1$ (см. рис. 6.4а) может быть обеспечено соотношение $-jb_+ \approx +jb_-$, что в свою очередь увеличивает абсолютное значение $\Delta\varphi$ на центральной частоте и улучшает частотную зависимость (в смысле постоянства) в диапазоне частот.

Другие схемы ФВ (см. рис. 6.3), также могут быть реализованы внутри одного проекта AWR Microwave Office для двух состояний р-і-п-диода и оптимизированы аналогично из условия минимизации $VSWR$

и $|S_{21}|$ в рабочей полосе частот. Требования к частотной зависимости $\Delta\varphi$ сохраняются.

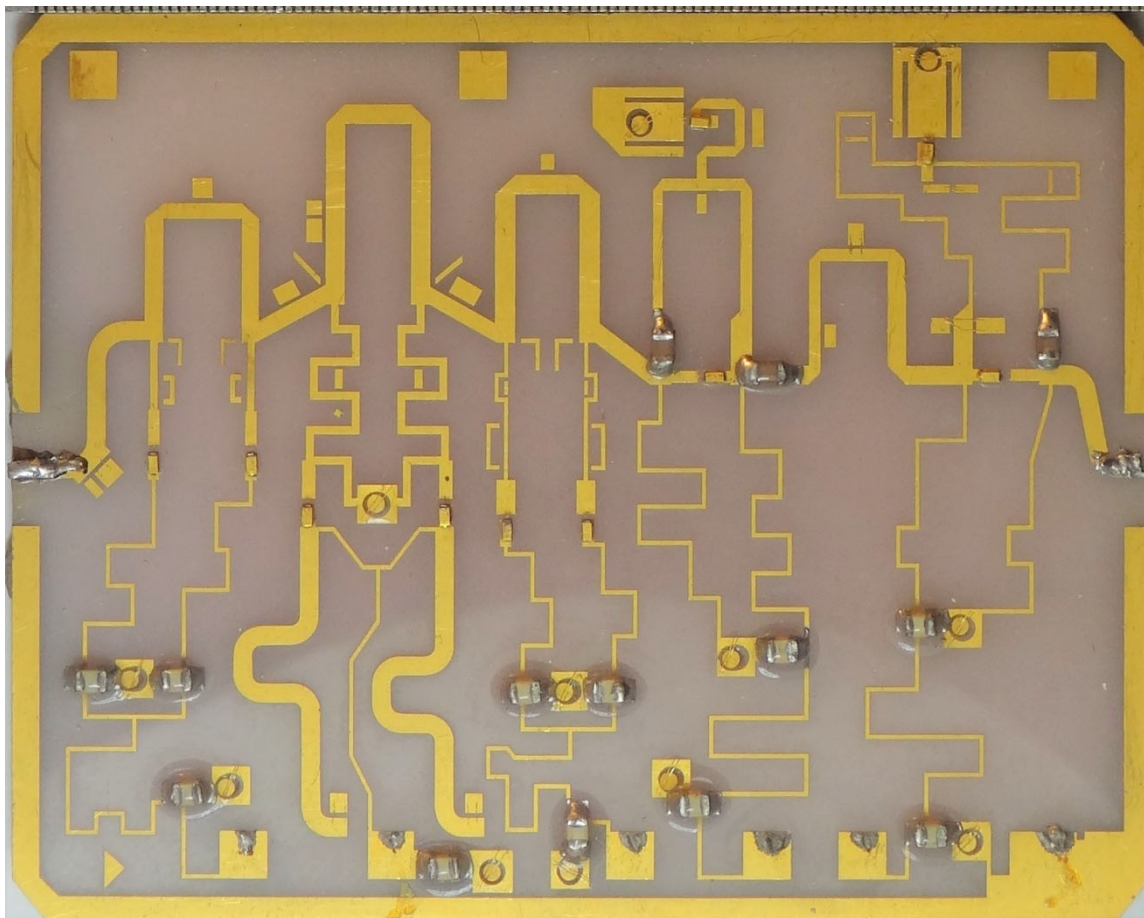


Рис. 6.4. Дискретный фазовращатель на 4 разряда (материал платы – поликор 60×48×1 мм)

6.3. Аналоговые фазовращатели

Если в схеме рис. 6.2б заменить р-і-п-диоды варикапами, то электрическая модель ООФ, управляемого напряжением, примет вид согласно рис. 6.5. Управляющее напряжение изменяется от $U_{\max} = -4$ В до $U_{\min} = -15$ В, например, для диода КА610А.

7. ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИЙ В СИСТЕМАХ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ

Электрические сканирующие антенны – фазированные антенные решетки – нашли в настоящее время широкое применение в радиоэлектронных системах различного назначения [14]. Рассмотренные выше свойства элементарных излучателей, устройств управления фазой и амплитудой, а также приемы формирования и управления ДН АР позволяют реализовать ФАР с преобладанием аналоговых СВЧ-узлов. ФАР с числом элементов от 10^3 до 10^4 были реализованы на основе оптического пространственного способа возбуждения полотна антенны, содержащего ячейки: «излучатель» – «фазовращатель» – «излучатель». Передатчик выполнен на мощном электровакуумном приборе СВЧ, приемник осуществляет преобразование на промежуточную частоту ($f_{пч} \leq 70$ МГц) с последующей цифровой обработкой информационного сигнала.

7.1. Активные фазированные антенные решетки

Дальнейшим шагом в развитии техники ФАР стало построение активных фазированных антенных решетках (АФАР). Базовым элементом таких систем является приемо-передающий модуль (ППМ), блок-схема которого приведена на рис. 7.1.

Модуль состоит из излучателя и двух каналов – передающего и приемного. Развязку между каналами обеспечивает невзаимное устройство СВЧ-ферритовый циркулятор.

Усиление зондирующего сигнала производит полупроводниковый усилитель, развивающий в сантиметровом диапазоне (8–12 ГГц) среднюю мощность 8–15 Вт. В дециметровом и метровом диапазонах единичная мощность транзисторов позволяет передать в нагрузку от 100–150 Вт до 0,5 кВт. Коэффициент усиления по мощности в этих диапазонах может достигать $K_p \approx 30$ дБ (для полевых транзисторов примерно 3–4 каскада). Тогда при

КПД усилителя $\eta \leq 40 \%$, мощность на входе ППМ составит примерно $P_{\text{вх}} \approx 10\text{--}15$ мВт.

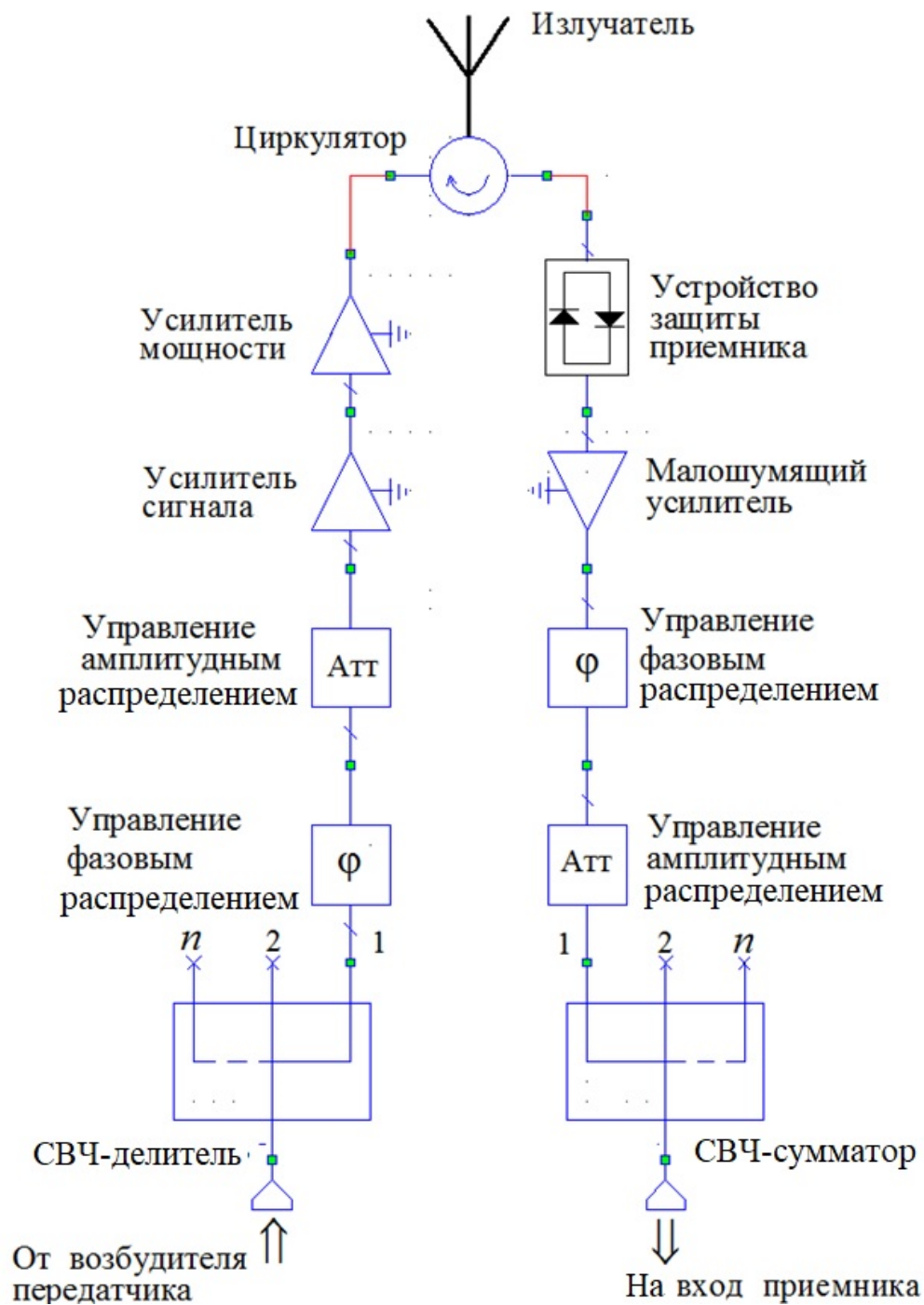


Рис. 7.1. Приемо-передающий модуль АФАР

Аттенюатор (Атт), управляющий выходной мощностью, а следовательно, амплитудным распределением в раскрыве (апертуре) АФАР, может

отсутствовать [9]. Управляемый фазовращатель создает требуемый фазовый сдвиг в ППМ и управляет фазовым распределением в решетке. Используются преимущественно дискретные ФВ с дискретом изменения фазы $\Delta\varphi$ от $11,25^\circ$ до 90° и цифровым управлением.

На входе приемного канала стоят устройство защиты приемника (ограничивает просачивающуюся мощность передающего канала) и малошумящий усилитель (МШУ). Атенюатор и ФВ в приемном канале аналогичны таким же элементам в передающем канале и выполняют те же функции.

Так как общее число ППМ в АР может составлять от сотен до нескольких тысяч модулей, то проблема подведения СВЧ-сигнала от модулятора – синтезатора частоты радиотехнической системы к входам передающих каналов, а также снятие и обработка сигнала с выходов приемных каналов становится весьма сложной [7].

Система деления (работа на передачу) и система суммирования (работа на прием) конструктивно могут быть выполнены в волноводном, коаксиальном или микрополосковом виде. В настоящее время волноводный вариант имеет преимущества и является единственно возможным в миллиметровом диапазоне волн ($f \geq 30$ ГГц). В метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах используются узлы, выполненные на полосковых и микрополосковых линиях передачи. На рис. 7.2 представлен вариант конструкции четырехканального делителя / сумматора СВЧ-сигнала в микрополосковом исполнении.

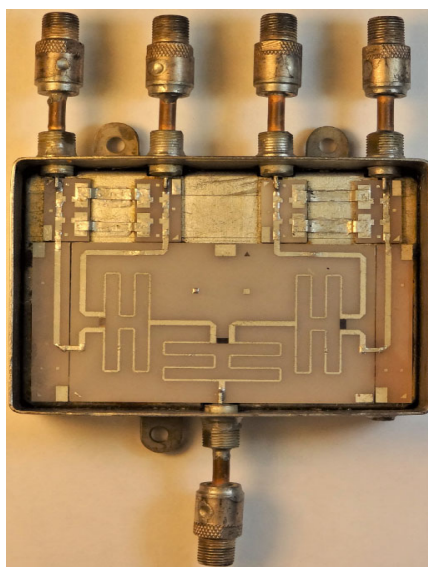


Рис. 7.2. Четырехканальный делитель / сумматор СВЧ-сигнала

К недостаткам АФАР этого типа можно отнести:

1) громоздкую систему разводки сигналов. Она строится в этом варианте АФАР на основной частоте, а это в диапазонах ВЧ и СВЧ связано как с рядом технологических проблем при изготовлении, так и с высокой стоимостью узлов;

2) делители и схемы сложения сигналов будут вносить существенные погрешности в формирование как амплитудного, так и фазового распределения, что требует специального процесса настройки антенны;

3) для оптимизации суммарной и разностной ДН система деления / суммирования еще более усложняется. Управляемые ФВ вносят потери, которые необходимо компенсировать увеличением выходной мощности усилителей передающего канала;

4) для устранения амплитудных и фазовых ошибок потребуется разработка дополнительной системы калибровки каналов АФАР;

5) преобразование суммарного сигнала приемного канала в цифровой вид производится на самом последнем этапе, что существенно снижает потенциальные возможности системы.

К положительным свойствам АФАР можно отнести сложение СВЧ-мощности в пространстве, позволяет ослабить ограничения на единичную мощность полупроводникового прибора и повысить надежность системы в целом, так как она сохраняет работоспособность при отказе части ППМ.

7.2. Цифровые фазированные антенные решетки

Основными факторами, определяющими все преимущества цифровых антенных решеток (ЦАР) перед АФАР, являются существенное снижение потерь высокочастотной энергии и возможность гибкого управления амплитудно-фазовым распределением (АФР) в раскрыве решетки. Эти факторы наиболее зримо проявляют себя при работе на прием.

К достоинствам ЦАР можно отнести следующее.

1. Традиционные АФАР создаются на базе аналоговых СВЧ микросборок, использующих сложные и относительно нестабильные в диапазоне температур ферритовые и полупроводниковые ФВ. Большая длина коаксиальных кабелей, соединяющих ППМ с системами деления / суммирования,

увеличивает массу и габариты антенных систем. В ЦАР происходит замена громоздкой аналоговой диаграммообразующей схемы на высокоточные цифровые диаграммообразующие (ЦДО) схемы. Подключение МШУ и усилителей мощности осуществляется непосредственно к излучателям с минимальными потерями энергии сигнала.

2. Возможность электрически управлять в реальном масштабе времени не только фазовым распределением (что имеет место и в АФАР), но и за счет введения в каждый ППМ (максимально близко к излучателю) аналого-цифрового и цифро-аналогового преобразователей позволяет осуществлять быстрое управление АФР в раскрыве как приемной, так и передающей антенны, например, оперативно изменять ширину луча в режимах поиска и слежения.

3. Режимы адаптации АР к помеховой обстановке, когда требуется на направление источника помех создать провал в ДН наиболее эффективно и за минимальное время, реализуются исключительно в ЦАР.

4. Если сигналы с приемного канала ППМ оцифрованы, то может быть сформировано любое число близко расположенных лучей с низким уровнем бокового излучения без ухудшения соотношения «сигнал – шум».

5. Процедура самокалибровки и, как следствие, получение низкого уровня боковых лепестков может быть реализовано за счет возможностей вычислительного комплекса ЦАР. Это дает значительное облегчение процесса по сравнению с процедурами калибровки УБЛ аналоговых АФАР.

6. Минимизация количества аналоговых СВЧ-узлов снижает энергопотребление, массу и габариты аппаратуры; упрощает процессы настройки и регулировки; повышает надежность и технологичность. Крайне важной является возможность оперативной модернизации комплекса за счет *модификации программного обеспечения*.

Эти достоинства ЦАР позволяют снизить затраты на всех этапах разработки, производства и эксплуатации комплекса.

Следовательно, приемная ЦАР – это антенная система, состоящая из совокупности аналого-цифровых каналов, в которой ДН формируется в цифровом виде, без использования полупроводниковых ФВ – СВЧ микросборок. Современные технологии ЦАР стали возможны благодаря интеграции процессоров цифровой обработки сигналов (DSP или ПЛИС) с ана-

лого-цифровыми и цифро-аналоговыми преобразователями (АЦП / ЦАП) в рамках одного модуля или даже кристалла (чипа).

Важная особенность ЦАР – цифровое формирование лучей ДН решетки. Созвездие лучей, синтезируемое, например, по алгоритмам быстрого преобразования Фурье, представляет собой совокупность пространственно-частотных фильтров, каждый из которых селектирует строго определенный набор сигналов и подавляет остальные, воспринимаемые как помехи, что существенно улучшает помехозащищенность системы при интенсивном радиопротиводействии. В АФАР качество подавления помех ограничено неидентичностью ФВ и относительно малой разрядностью их схем управления [8].

Наряду с достоинствами ЦДО следует отметить ряд факторов, затрудняющих широкое внедрение ЦАР в различные сферы деятельности человека:

- крайне высокие требования к стабильности фазовых характеристик системы синхронизации, охватывающей всю совокупность ППМ ЦАР;
- динамический диапазон приемной части ограничен разрядностью модуля АЦП;
- вычислительная мощность алгоритмов ограничена тактовой частотой элементной базы, особенно при работе в реальном масштабе времени;
- высокая стоимость элементной базы;
- сложность обеспечения единства времени для распределенной в пространстве системы (двух- и многопозиционные системы радиолокации) [3].

7.3. Цифровое формирование диаграммы направленности

Основой для построения ЦАР служит цифровой ППМ (ЦППМ). В отличие от ППМ аналоговой АФАР (см. рис. 7.1) его главная функция – преобразование аналогового сигнала в цифровой на более раннем этапе в приемной части решетки, и наоборот, цифрового сигнала в аналоговый СВЧ-сигнал в передающей части (рис. 7.3).

В идеальном случае АЦП должен располагаться сразу за МШУ ЦППМ, а в передающем канале ЦАП – на входе усилителя мощности. Однако это не исключает использование АЦП / ЦАП на промежуточных частотах

($f_{\text{пч}} \leq 70$ МГц) с последующим гетеродинированием, фильтрацией как для переноса принимаемого сигнала $f_{\text{свч}}$ на $f_{\text{пч}}$ в приемном канале, так и обратную операцию $f_{\text{пч}}$ на $f_{\text{свч}}$ в передающем канале.

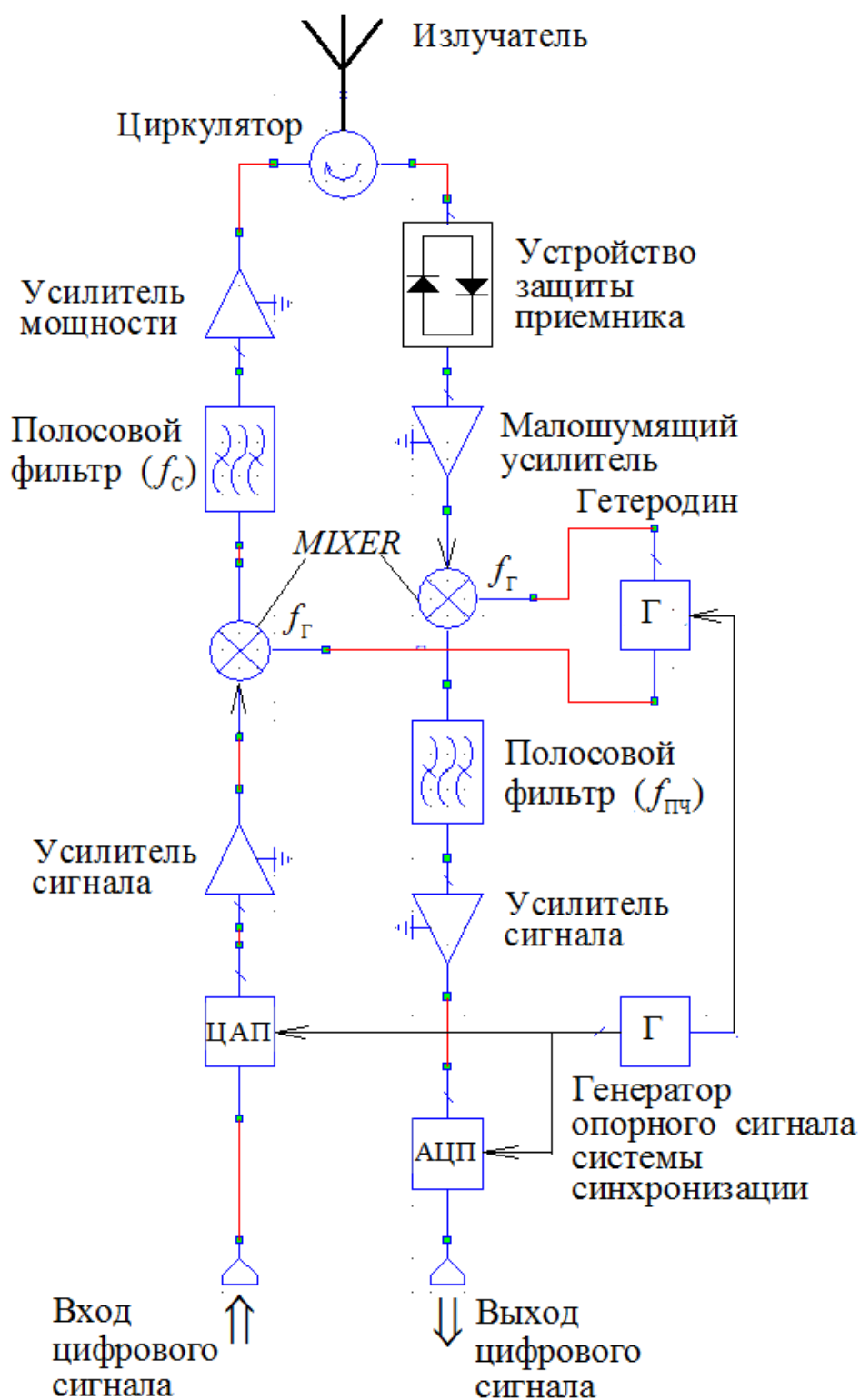


Рис. 7.3. Цифровой приемо-передающий модуль

При таком построении ЦППМ последний связан с центральным процессором ЦДО по оптоволоконным линиям связи, масса, габариты и помехозащищенность которых несравнима с какими-либо радиочастотными ЛП. В этом случае новейшие технологии могут быть реализованы на достаточно распространенной и не самой дорогой элементной базе.

Современный уровень технологии АЦП дает возможность проводить аналого-цифровое преобразование со скоростью 40 гигавыборок в секунду – это АЦП с 8–10-разрядным разрешением. Частотный диапазон аналоговых сигналов достигает 13 ГГц [23].

Далее в числовые последовательности, как поступающие на ППМ, так и вырабатываемые им, вводятся фазовые сдвиги и амплитудные коэффициенты, которые при последующем сложении получаемых значений и дальнейшей обработке формируют ДН для конкретного луча цифровой фазированной антенной решетки (ЦФАР). Суммируемые числовые последовательности должны соответствовать одним и тем же моментам квантования ЦАП / АЦП.

Амплитудное и фазовое распределение формируется в цифровом виде в формирователе модулирующих последовательностей под управлением процессора из блока ЦДО.

В передающем канале каждого ЦППМ располагается квадратурный модулятор, на ВЧ-вход которого подаются высокостабильные сигналы, которые вырабатывает СВЧ-гетеродин, охваченный кольцом цифровой фазированной антенной печатной решетки (ЦФАПР). Так же, как и в аналоговом ППМ, сигнал с выхода квадратурного модулятора поступает на усилитель мощности с регулируемым коэффициентом усиления.

7.4. Цифровое диаграммообразование на основе алгоритма преобразования Фурье

Если в линейной АР (см. рис. 4.1) на место изотропного излучателя установить ЦППМ, то в режиме приема падающая на решетку под углом θ электромагнитная волна длиной λ возбуждает в каждом n -м излучателе колебание с частотой $\omega = 2\pi c / \lambda$, амплитудой A_n и фазой ψ_n . Это колебание представляется в комплексной форме

$$\dot{S}_n(t) = A_n e^{j(\omega t - \psi_n)}, \quad (7.1)$$

где $\dot{S}_n(t)$ является функцией не только времени, но и угла θ , так как A_n и ψ_n зависят от этого угла. Зависимость A_n от угла θ определяется формой ДН реального излучателя ЦППМ (см. рис. 3.9, б, в, г или рис. 5.4), которая всегда обладает направленностью, тогда $A_n = A_n(\theta)$. Величина ψ_n является разностью фаз между колебаниями, возбуждаемыми между n -м и $n+1$ -м излучателями решетки.

Решетка излучателей является дискретной системой, так как возбуждаемые в излучателях колебания являются дискретными выборками пространственной волны [21]. В ЦАР колебания с выхода МШУ ЦППМ подвергаются временной дискретизации в моменты t_d и преобразуются в последовательность временных выборок. Эти выборки с выхода АЦП преобразуются в цифровой код и одновременно по N каналам поступают в систему ЦДО. Выборки берутся в соответствии с теоремой Котельникова – Шеннона и для функций с ограниченным спектром $\Delta t_d = 1/2F$, где F – ширина спектра функции.

Частота дискретизации ($f_d = 1/t_d$) должна соответствовать скорости поступления информации. Последняя однозначно связана, например, со скоростью движения объекта, за которым осуществляется наблюдение в радиолокации, шириной ДН, скоростью сканирования пространства и необходимой полосой принимаемого «информационного» сигнала [22].

Транспортный поток (числовых последовательностей) кодовых комбинаций, поступающих в ЦДО с интервалом Δt_d , в одни и те же моменты времени суммируется по формуле

$$\sum_{-M}^{+M} \dot{S}_n(t) = \sum_{-M}^{+M} A_n(\theta) e^{jnk d \cos \theta}. \quad (7.2)$$

Блок ЦДО может формировать ДН из поступающих на него числовых последовательностей различными способами. В узкополосных ЦАР наиболее распространенным является способ введения в числовые после-

довательности каждого ЦППМ в виде дополнительного цифрового кода весовых коэффициентов – амплитудных и фазовых. Выражение (7.2) соответствует элементарной операции дискретного преобразования Фурье (ДПФ) – комплексное умножение и сложение. При увеличении числа лучей, формируемых ЦАР, числа ЦППМ решетки и ширины полосы принимаемого сигнала вычислительных мощностей ЦДО может оказаться недостаточно для реализации ДПФ. В этом случае возможно использование алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ), однако при этом требуется увеличить объем памяти цифровых сигнальных процессоров (ЦСП).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процессы излучения и приема электромагнитных волн в радиотехнических системах различного назначения относятся к весьма сложным *волновым процессам*. Адекватное математическое описание этих процессов основывается на теории электромагнитного поля – технической электродинамики в частности. Аналитическое решение уравнений Максвелла в случае трех пространственных координат для реальных конструкций излучателей связано с серьезными математическими проблемами и возможно для простейших излучателей (электрических и магнитных). Анализ более сложных излучающих структур возможен при использовании методов *вычислительной электродинамики* – систем автоматизированного проектирования. Однако в большинстве случаев при изучении и разработке АФУ в целом не обязательно воссоздавать полную картину электромагнитного поля в целом. Так, наряду со строгим решением граничных задач электродинамики широко используются более простые инженерные подходы, которые позволяют определять ряд характеристик, например, диаграммы направленности, входное сопротивление и уровень боковых лепестков.

Важным направлением совершенствования АФУ является развитие техники фазированных антенных решеток, электрическое и программное управление ДН которых требует как совершенствования аналоговых узлов (излучатели, полупроводниковые фазовращатели, системы деления / суммирования), так и объединения последних с устройствами ЦАП / АЦП.

Эффективность этих процессов во многом определяется освоением методов и программных комплексов автоматизированного проектирования, позволяющих повысить качество и эффективность труда разработчиков.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Микроэлектронные устройства СВЧ : учеб. пособие / Г. И. Веселов [и др.] ; под ред. Г. И. Веселова. – М. : Высшая школа, 1988. – 280 с.
2. Бова Н. Т., Ефремов Ю. Г., Конин В. В. Микроэлектронные устройства СВЧ. – Киев : Техніка, 1984. – 184 с.
3. Теория и техника СВЧ : учеб. пособие / А. И. Астайкин [и др.]. – Саров : РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2008. – 464 с. – Текст : непосредственный.
4. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ : учеб. пособие для радиотехнических спец. вузов. – М. : Высшая школа, 1988. – 432 с.
5. Разевиг В. Д., Потапов Ю. В., Курушин А. А. Проектирование СВЧ устройств с помощью Microwave Office / под ред. В. Д. Разевига. – М. : СОЛОН-Пресс, 2003. – 496 с.
6. Курушин А. А., Пластиков А. Н. Проектирование СВЧ устройств в среде CST Microwave Studio : учеб. пособие. – М. : МЭИ, 2012. – 152 с.
7. Курушин А. А. Школа проектирования СВЧ устройств в CST STUDIO SUITE. В 2 ч. – М. : One-Book, 2014.
8. Фальковский О. И. Техническая электродинамика : учеб. изд. 2-е, стер. – СПб. : Лань, 2009. – 432 с.
9. Федоров Н. Н. Основы электродинамики : учеб. пособие для вузов. – М. : Высшая школа, 1980. – 399 с.
10. Петров Б. М. Электродинамика и распространение радиоволн : учеб. пособие для вузов. – изд. 2-е, испр. – М. : Горячая линия – Телеком, 2007. – 558 с.
11. Баскаков С. И. Электродинамика и распространение радиоволн : учеб. пособие для вузов. – М. : Высшая школа, 1992. – 416 с.
12. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны : учеб. для радиотехнических спец. вузов. – Изд. 2-е, перераб. и доп. – М. : Энергия, 1975. – 528 с.
13. Григорьев А. Д. Электродинамика и техника СВЧ : учеб. для вузов. – М. : Высшая школа, 1990. – 335 с.
14. Ерофеев В. Т., Козловская И. С. Аналитическое моделирование в электродинамике. – М. : ЛИБРОКОМ, 2014. – 304 с.
15. Григорьев А. Д. Методы вычислительной электродинамики. – М. : Физматлит, 2012. – 430 с.
16. Бородулин Р. Ю. Численные методы электродинамики : монография / Р. Ю. Бородулин. – СПб. : ВАС, 2016. – 180 с.

17. Современная теория и практические применения антенн / В. А. Неганов [и др.] ; под ред. В. А. Неганова. – М. : Радиотехника, 2009. – 720 с.
18. Ваганов Р. В., Каценеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. – М. : Наука, 1982. – 272 с.
19. Техническая электродинамика / Ю. В. Пименов [и др.] ; под ред. Ю. В. Пименова : учеб. пособие для вузов. – М. : Радио и связь, 2000. – 536 с.
20. Электродинамика и распространение радиоволн / В. А. Неганов [и др.] ; под ред. В. А. Неганова и С. Б. Раевского. – Изд. 3-е, доп. и перераб. – М. : Радиотехника, 2007. – 744 с.
21. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн : учеб. для вузов / В. А. Неганов [и др.] ; под ред. Г. А. Ерохина. 3-е изд. – М. : Горячая линия – Телеком, 2007. – 491 с.
22. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. – М. : Глав. ред. физ.-математ. литературы, 1981. – 720 с.
23. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток : учеб. пособие для вузов / под ред. Д. И. Воскресенского. – Изд. 4-е, перераб. и доп. – М. : Радиотехника, 2012. – 744 с.
24. Хансен Р. С. Фазированные антенные решетки. 2-е изд. – М. : Техносфера, 2012. – 560 с.
25. Электродинамический расчет характеристик полосковых антенн / Б. А. Панченко [и др.]. – М. : Радио и связь, 2002. – 256 с.
26. Вайсблат А. В. Коммутационные устройства СВЧ на полупроводниковых диодах. – М. : Радио и связь, 1987. – 120 с.
27. Хижа Г. С., Вендик И. Б., Серебрякова Е. А. СВЧ фазовращатели и переключатели: Особенности создания на р-і-п-диодах в интегральном исполнении. – М. : Радио и связь, 1984. – 184 с.
28. СВЧ устройства на полупроводниковых приборах. Проектирование и расчет / под ред. И. В. Мальского и Б. В. Сестрорецкого. – М. : Советское радио, 1969. – 580 с.
29. Мейнке Г. Г., Гундлах Ф. В. Радиотехнический справочник. В 2-х т. Т. 1 : Радиодетали. Цепи с сосредоточенными параметрами. Линии передачи. Волноводы. Резонаторы. Антенны. Распространение радиоволн / пер. с нем. – М. ; Л. : Госэнергоиздат, 1960. – 416 с.
30. Активные фазированные антенные решетки / Под. ред. Д. И. Воскресенского и А. И. Канащенкова. – М. : Радиотехника, 2004. – 488 с.
31. Добычина Е. М., Кольцов Ю. В. Цифровые антенные решетки в бортовых радиолокационных системах. – М. : МАИ, 2013. – 158 с. : ил., табл.; 21 см.

Учебное издание

Макеев Александр Викторович

Аубакиров Константин Якубович

**СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО
ПРОЕКТИРОВАНИЯ СРЕДСТВ ПОРАЖЕНИЯ
ИЗЛУЧАЮЩИЕ И ДИАГРАММООБРАЗУЮЩИЕ
УСТРОЙСТВА БЛИЖНЕЙ РАДИОЛОКАЦИИ
И РАДИОСВЯЗИ**

Редактор *О. В. Георгиевская*

Компьютерная верстка *О. И. Голиков*

Изд. лиц. ЛР № 020461 от 04.03.1997.

Подписано в печать 04.07.2022. Формат 60 × 84 1/16.

Усл. печ. л. 5,98. Тираж 55 экз. Заказ 120.

Гигиеническое заключение

№ 54.НК.05.953.П.000147.12.02. от 10.12.2002.

Редакционно-издательский отдел СГУГиТ
630108, Новосибирск, ул. Плахотного, 10.

Отпечатано в картопечатной лаборатории СГУГиТ
630108, Новосибирск, ул. Плахотного, 8.