ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Под редакцией
профессора М. Е. Ильченко

Москва
«Радио и связь»
1989

УДК 621.372.413

Диэлектрические резонаторы/М. Е. Ильченко, В. Ф. Взятышев, Л. Г. Гассанов и др.; Под ред. М. Е. Ильченко. — М.: Радио и связь, 1989. — 328 с.: ил. — **ISBN 5-256-00217-1.**

В книге с единых позиций изложены физические принципы работы и основы технических применений твердотельных колебательных систем, использующих эффект внутреннего отражения электромагнитных волн в диэлектрических телах, размещенных в открытом пространстве или в линиях передачи СВЧ. Электродинамическая теория рассматриваемых структур включает анализ низших типов колебаний и азимутальных типов колебаний высокого порядка, а также математическое моделирование резонансных явлений в волноводно-диэлектрических системах. Современный уровень исследований свойств диэлектрических резонаторов сочетается с изложением основ инженерной реализации резонансных устройств на базе термостабильных керамических материалов, применение которых приводит к улучшению массогабаритных характеристик радиоэлектронной аппаратуры в 50 ... 100 раз.

Для научных работников в области радиотехники, радиофизики и электроники диапазона сверхвысоких частот.

Табл. 44. Ил. 130. Библиогр. 223 назв.

Авторы: **М. Е. Ильченко, В. Ф. Взятышев, Л. Г. Гассанов, Ю. М. Безбородов, М. Н. Бергер, В. С. Добромыслов, Б. Ю. Капилевич, Т. Н. Нарытник, В. Б. Федоров, Б. С. Черний.**

Рецензенты: *Э. А. Можаров*, д-р физ.-мат. наук *Б. З. Каценеленбаум*, канд. физ.-мат. наук *Б. А. Мурмужев*

Редакция литературы по электронной технике

ISBN 5-256-00217-1

© Издательство «Радио и связь», 1989

ПРЕДИСЛОВИЕ

За годы, прошедшие после первой демонстрации резонансных эффектов в открытых колебательных системах на основе диэлектриков с повышенной диэлектрической проницаемостью, диэлектрические резонаторы превратились из объекта лабораторных исследований в технически совершенные компоненты электронной техники, применение которых в технике дало возможность получить ряд высокоэффективных устройств. В отличие от открытых резонаторов, образованных параллельными плоскими зеркалами и используемых в лазерах, диэлектрические резонаторы представляют практический интерес в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. Применение современных термостабильных материалов с высокой проницаемостью типа ТБНС показало, что такие резонаторы могут обладать весьма малыми размерами, массой и эффективно решать проблему миниатюризации колебательных систем СВЧ- и КВЧ-диапазонов.

Между тем, в опубликованных ранее статьях и книгах, диэлектрические резонаторы рассматривали главным образом с физической точки зрения, оставляя в стороне инженерные проблемы и вопросы их практической реализации.

Предлагаемая читателю монография, в которой изложение физических основ работы диэлектрических резонаторов гармонично сочетается с всесторонним рассмотрением инженерной теории устройств на их основе, а также вопросов, связанных с их разработкой и применением в современных радиорелейных станциях и системах связи нового поколения, должна восполнить указанный пробел.

Издание этой монографии будет способствовать более широкому применению диэлектрических резонаторов в народном хозяйстве. Можно надеяться, что монография представит интерес не только для специалистов, связанных с применением диэлектрических резонаторов, но и для работников ряда смежных областей науки и техники.

Лауреат Ленинской и Нобелевской премий,
дважды Герой Социалистического труда,
академик АН СССР А. М. Прохоров

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Успехи в решении проблем миниатюризации, повышения надежности и технологичности радиоэлектронной аппаратуры диапазона сверхвысоких частот в настоящее время основаны на использовании результатов радиофизических исследований взаимодействия электромагнитных полей с полупроводниковыми, ферритовыми и диэлектрическими материалами. Создание новых видов этих материалов, совершенствование технологии их получения приводит к реализации твердотельных активных и пассивных приборов, применение которых определяет прогресс в развитии радиоэлектроники СВЧ. Наряду с активными приборами (СВЧ-транзисторами, диодами Ганна и др.) в состав современных микроэлектронных СВЧ-устройств входят элементы частотной селекции [1]. Одной из разновидностей этих элементов в последние годы стали диэлектрические резонаторы (ДР), применение которых позволяет по-новому решать проблему миниатюризации и создавать устройства с характеристиками, недостижимыми ранее на основе традиционных подходов к решению задач частотной фильтрации СВЧ-сигналов.

Диэлектрические резонаторы из современных материалов не уступают полым металлическим резонаторам в температурной стабильности резонансной частоты, выгодно отличаясь от них улучшенными массогабаритными характеристиками. Как и микрополосковые частотно-избирательные структуры, диэлектрические резонаторы конструктивно просто сочетаются с пассивными и активными элементами гибридных интегральных схем. В то же время по сравнению с микрополосковыми структурами ДР имеют гораздо более высокие значения собственных добротностей, в ряде случаев существенно превышающие значения, реализуемые и в полых металлических резонаторах.

На базе диэлектрических резонаторов в настоящее время создается новое поколение малогабаритной радиоэлектронной аппаратуры различного назначения. Например, применение ДР позволило в десятки раз улучшить массогабаритные характеристики радиорелейных станций. Сочетание в единых конструкциях диэлектрических резонаторов и полупроводниковых элементов лежит в основе создания миниатюрных твердотельных функциональных модулей различного назначения. Решение задач измерительной техники путем использования ДР позволило реализовать новые методы измерения параметров материалов на СВЧ. Исключительно важным для практики является построение высокостабиль-

ных источников СВЧ-сигналов на основе активных компонентов с высокодобротными диэлектрическими резонаторами.

Авторам данной монографии принадлежит более 100 публикаций и исследований по теории и практике диэлектрических резонаторов. Наряду с этим следует отметить работы В. Б. Брагинского по исследованию высокодобротных сапфировых ДР, Г. И. Веселова — по теории экранированных ДР, В. А. Коробкина — по волноводно-диэлектрическим резонаторам, Л. В. Алексейчика — по миниатюрным ДР с высокой диэлектрической проницаемостью, Л. П. Мудролюбовой, Б. А. Ротенберга, Ю. М. Поплавко — по созданию новых материалов для диэлектрических резонаторов.

Следует отметить исторически сложившиеся различные подходы к исследованию свойств отдельных разновидностей ДР, что затрудняет обоснованный выбор того или иного вида ДР при решении конкретных задач. Поэтому в данной монографии делается попытка проведения объективного сопоставительного анализа достоинств и недостатков ряда разновидностей ДР, изучавшихся ранее независимо друг от друга. При этом излагаются уже достигнутые результаты и упоминаются еще нерешенные задачи. Содержание монографии основано на результатах работ, проведенных с участием авторов. При этом учтены также другие наиболее существенные результаты, опубликованные в отечественной и зарубежной литературе.

Членами авторского коллектива написаны следующие разделы монографии: М. Е. Ильченко — § 1.1—1.3, 1.5, 1.6, 2.4, 2.6, 4.1—4.4, 7.2, 8.1—8.3, 9.1—9.4, 10.1, 10.3, 10.4, 11.1, 12.1, 12.5, 12.6, Заключение; В. Ф. Взятышевым — § 1.4, 1.6, гл. 5, § 6.3, 8.5, 9.6; Л. Г. Гассановым — § 10.2, 10.5, 12.2, 12.4, 12.7; Ю. М. Безбородовым — § 4.5, 6.2, 8.3, 9.4, 10.1, 10.2, 10.5, 12.2—12.4, 12.7; М. Н. Бергером — § 1.2, 11.4, 11.5; В. С. Добромысловым — § 1.2, 1.4, 1.6, гл. 5, § 12.5, 12.6; Б. Ю. Капилевичем — § 1.5, 7.1, 7.3, 8.4, 9.5, 11.1—11.3; Т. Н. Нарытником — § 1.2, 9.4, 10.1, 10.2, 10.5, 12.2—12.4, 12.7; В. Б. Федоровым — § 1.2, 6.2, 8.3, 9.4, 10.1, 10.2, 10.5, 12.2—12.4; Б. С. Чернием — гл. 2, гл. 3, § 6.1, 6.4.

Лауреат Государственной премии УССР
доктор техн. наук, профессор
М. Е. Ильченко

Глава первая

РАЗНОВИДНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Существует множество конструктивных решений колебательных систем СВЧ с диэлектриками, реализуемых с помощью различных материалов. С целью систематизации имеющихся сведений о диэлектрических резонаторах в данной главе приведены их классификация и физические принципы работы. При этом увязаны основные характеристики ДР с параметрами используемых диэлектрических материалов. С учетом необходимости сопоставительного анализа характеристик различных видов ДР, в рассмотрение введены обобщенные показатели качества резонаторов.

1.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Диэлектрические резонаторы могут быть классифицированы (рис. 1.1) на открытые и металлодиэлектрические. В открытых диэлектрических резонаторах (ОДР) используется принцип объемного резонанса электромагнитных колебаний внутри применяемых диэлектрических элементов (ДЭ). Отражающей поверхностью в ОДР является граница раздела диэлектрик — воздух.

Сложившийся подход к теории и применениям ОДР различает две разновидности этих резонаторов [3, 4]: резонаторы, использующие низшие типы электромагнитных колебаний (ОДР НК), и резонаторы, возбуждаемые в режиме азимутальных колебаний высокого порядка (ОДР АК). Основной причиной такого разделения является существенное отличие показателей качества

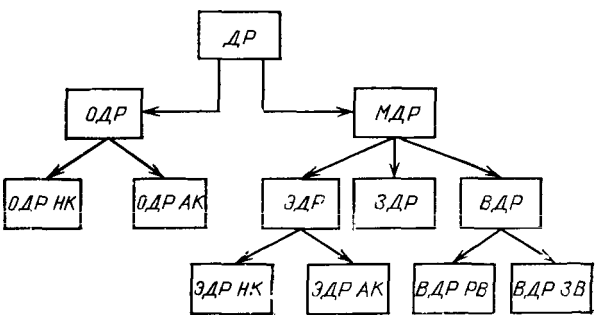


Рис. 1.1. Классификация диэлектрических резонаторов

этих резонаторов и связанные с этим различия в их применениях.

Наличие границы раздела диэлектрик — воздух практически означает существование вблизи ОДР небольшого внешнего поля, что является их важнейшей особенностью, определяющей специфику теоретического анализа свойств и практического применения в устройствах СВЧ. Находящиеся рядом с ОДР элементы конструкций СВЧ-устройств изменяют параметры резонаторов. Расположение вблизи ДР металлических поверхностей необходимо для экранировки устройств в целом. Этим обусловлено выделение отдельного подкласса металлодиэлектрических резонаторов (МДР). В их состав принципиально входят два или более металлических и диэлектрических элементов; МДР отличаются еще большим разнообразием конструкций и свойств, чем ОДР. Наиболее просты закрытые диэлектрические резонаторы (ЗДР), у которых металлический элемент (МЭ) полностью покрывает диэлектрический элемент (ДЭ). Если ДЭ такого резонатора единственный и занимает всю внутреннюю полость МЭ, то такой ЗДР обладает всеми свойствами закрытого металлического резонатора (МР) и отличается от него в $\sqrt{\varepsilon_p}$ раз меньшими геометрическими размерами, где ε_p — относительная диэлектрическая проницаемость ДЭ. При этом получаемый выигрыш по объему ДР составляет $\varepsilon_p^{3/2}$ раз. Практический интерес представляют заполненные диэлектриком четвертьволновые резонаторы на основе линий передачи с волнами типа *Т*. Недостаток этих структур, с которым приходится считаться, состоит в трудности реализации высокодобротных колебательных систем из-за совокупного влияния потерь в диэлектрических и металлических элементах.

Отдельную группу МДР составляют экранированные диэлектрические резонаторы (ЭДР), к которым следует отнести две разновидности резонаторов типа рассмотренных выше ОДР НК и ОДР АК, с тем отличием, что в данном случае граничные условия для ДР определяются не только на поверхности раздела диэлектрик — воздух, но и на металле. Практически в ЭДР НК используется тот же ДЭ, что и в ОДР НК, однако расположенный, например, внутри металлического полого волновода, совместно с которым он образует то или иное конструктивное решение устройства СВЧ. Металлический элемент в ЭДР НК может оказывать различное влияние на параметры ДР. Прежде всего при этом наблюдается изменение резонансной частоты и добротности резонаторов. В отдельных случаях ЭДР представляют собой совокупность диэлектрических и металлических элементов, причем последний покрывает часть поверхности ДЭ таким образом, что эта часть представляет отражающую металлическую поверхность для колебаний ДР. Оставшиеся отражающие поверхности ЭДР представляют собой границу раздела диэлектрик — воздух.

Специфичную группу МДР составляют волноводно-диэлектрические резонаторы (ВДР) [5, 6]. Их важнейшее отличие состоит в том, что наблюдаемые резонансные явления обусловлены совокупностью волновых процессов в волноводе и применяемом ДЭ.

В качестве последнего обычно используется образец с невысокой (чаще с $\varepsilon_р < 20$) диэлектрической проницаемостью, который сам по себе не проявляет резонансных свойств в том же диапазоне частот, что и ВДР, содержащий его. Влияние этого образца сводится к деформации той структуры электромагнитного поля, которая имеет место в волноводе при отсутствии ДЭ. При этом целесообразно различать две разновидности ВДР: резонаторы с использованием регулярных волноводов, работающих в одномодовом режиме с распространяющейся волной (РВ) основного типа, и резонаторы на основе запредельных волноводов (ЗВ). В первом случае ВДР РВ строится с использованием частично заполненных диэлектриком волноводов стандартных сечений [5]. Внесение ДЭ, частично заполняющего поперечное сечение волновода, приводит к перераспределению электрического и магнитного полей основного типа волны. Наблюдаемые при этом резонансные явления зависят от соотношения размеров волновода и диэлектрического элемента, диэлектрической проницаемости и ориентации ДЭ в волноводе. Практическое применение нашли некоторые высшие типы колебаний ВДР РВ, а также связанные волноводно-диэлектрические колебания.

В случае ВДР ЗВ колебательная система образуется из отрезка запредельного волновода с расположенным внутри него ДЭ [6]. Геометрические размеры, ориентация, диэлектрическая проницаемость ДЭ выбираются из условия нарушения режима запредельности волновода на участке с диэлектриком. Наличие области с распространяющимся волновым процессом позволяет реализовать колебательную систему с характеристиками, приемлемыми для широкого ряда применений.

1.2. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Основными параметрами материалов для ДР являются: относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_р$, тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$, температурные коэффициенты диэлектрической проницаемости $ТК\varepsilon_р$, тангенса угла потерь $ТК\operatorname{tg}\delta$ и линейного расширения ТКЛР. Рассмотрим подробнее общие требования к этим параметрам материалов для ДР.

Поскольку указанные выше разновидности диэлектрических резонаторов представляют интерес для практического применения в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн, то для построения ДР используют материалы с диэлектрической проницаемостью от нескольких единиц до нескольких сотен. Выбор материала с тем или иным значением $\varepsilon_р$ зависит от диапазона рабочих частот и вида ДР.

Вторым важнейшим параметром материалов, используемых для ДР, является $\operatorname{tg}\delta$, значения которого для существующих материалов лежит в интервале $10^{-3} \ldots 10^{-8}$. Параметр $\operatorname{tg}\delta$ в значительной степени определяет добротность собственных и вынужденных колебаний в ДР.

Температурный коэффициент диэлектрической проницаемости материала характеризует изменение ε_p при вариации его температуры. При этом, поскольку от ε_p непосредственно зависит резонансная частота ДР, ясно, что термостабильность характеристик устройств с ДР улучшается при использовании материалов с возможно меньшими значениями ТКε_p. У лучших термостабильных диэлектриков реализовано значение ТКε_p меньше $10^{-6°}$ C^{-1}, что позволяет создавать ДР с термостабильностью лучшей, чем у МР на основе инвара. В интервале от —60 до +60° С значения температурного коэффициента линейного расширения ТКЛР лучших материалов для ДР составляют величину порядка $(2 \ldots 10) \times \times 10^{-6°} C^{-1}$. Уменьшение ТКЛР материала важно для обеспечения постоянства характеристик функциональных элементов и устройств с ДР при изменении температуры. Этой же цели служит минимизация значений температурного коэффициента tg δ, который обычно составляет $10^{-4} \ldots 10^{-5°} C^{-1}$.

Материалы для ДР существенно различны по составу, технологии их получения, кристаллической структуре. Рассмотрим сначала параметры и особенности диэлектриков с $\varepsilon_p > 20$, которые в зависимости от их химического состава можно разделить на следующие группы: титанаты, цирконаты, лантанаты [7, 8]. На первых этапах экспериментальных исследований ДР НК применялись в основном титансодержащие диэлектрики: рутил (TiO_2) и титанат стронция ($SrTiO_3$). Монокристаллы рутила анизотропны, их относительная диэлектрическая проницаемость вдоль кристаллической оси $\varepsilon_{p\parallel} = 170$, а $\varepsilon_{p\perp} = 90$ при комнатных температурах. В этих же условиях тангенс угла диэлектрических потерь рутила в 3-сантиметровом диапазоне составляет около $3 \cdot 10^{-4}$. Поликристаллы рутила имеют $\varepsilon_p = 80 \ldots 100$ и tg δ в 1,5 ... 2 раза больше, чем монокристаллы. Температурный коэффициент рутила ТК$\varepsilon_p = (-1000 \pm 200) \cdot 10^{-6}$ °C^{-1}, что обусловливает в 3-сантиметровом диапазоне температурный уход резонансной частоты ДР почти 2 МГц·° C^{-1} и существенно ограничивает область широкого практического использования рутила для создания ДР. Аналогичными параметрами обладает и поликристаллический титанат стронция, у которого при комнатной температуре $\varepsilon_p = 280 \ldots 320$ и $\operatorname{tg}\delta = (1 \ldots 2) \cdot 10^{-3}$ в 3-сантиметровом диапазоне. Для монокристаллов титаната стронция в результате проведенных в [9—10] экспериментов установлено, что в интервале температур 20 ... 300 К дисперсия $\varepsilon'_p(\omega)$ в диапазоне частот 1 ... 500 ГГц отсутствует. Для диэлектрических потерь этих кристаллов обнаружена дисперсия, причем с увеличением частоты tg δ монотонно растет от значения $5 \cdot 10^{-5}$ до $2{,}5 \cdot 10^{-2}$ на частоте 500 ГГц. Эти исследования подтверждают, что не существует принципиальных физических ограничений использования диэлектрических материалов с высокой ε_p для создания ДР, область применения которых простирается от дециметровых до субмиллиметровых волн. Особыми свойствами титаната стронция являются: наличие пьезоэффекта и зависимость ε_p от напряженности электрического поля, что позволяет создавать электрически управляемые и нелинейные ДР при температурах ниже 80 К.

Повышенной термостабильностью ε_p обладают отечественные титансодержащие диэлектрики, типичные параметры которых приведены в табл. 1.1. Небольшое различие параметров диэлектриков указанных составов обусловлено

Таблица 1.1

Название	Состав материала	$\varepsilon_р$	tg $\delta \cdot 10^4$ на частоте 4 ГГц	ТК $\varepsilon_р \cdot 10^6$ °С$^{-1}$
ТТБ	$BaTi_4O_9$	37...40	3...5	45±5
ДБНТ	$Ba_2Ti_9O_{20}$	37...40	1,5...4	—40±10
ТБНС	$BaSm_2Ti_4O_{12}$ $BaNd_2Ti_4O_{12}$	81±3	2,5...4	0±20

способом изготовления керамики, чистотой исходных компонентов и др. Например, керамика дибариевого иоиатитаната (ДБНТ), полученная химическим осаждением из растворов солей, обладает лучшими параметрами по сравнению с керамикой, полученной другими способами изготовления. Применение керамики типа ДБНТ позволяет создавать ДР НК, сравнимые по собственной добротности с МР из меди и существенно превосходящие их по температурной стабильности резонансной частоты. Важным преимуществом тетратитаната бария (ТТБ) по сравнению с ДБНТ является более высокая воспроизводимость параметров, что особенно важно в условиях серийного производства. Невысокая стоимость и постоянство $\varepsilon_р$ керамики ТТБ в миллиметровом диапазоне длин волн определяют перспективность ее для практических применений. Требования миниатюризации устройств СВЧ с ДР НК в коротковолновой части дециметрового диапазона обусловили постановку и решение задачи создания новой керамики [11], которая отличалась бы от ТТБ и ДБНТ повышенной диэлектрической проницаемостью при сохранении на прежнем уровне остальных параметров. Такая керамика, названная ТБНС (сокращения от названий: титан — барий — иодим — самарий), содержит в своем составе редкоземельные компоненты и состоит из соединений, отличающихся знаками $ТК\varepsilon_р$. При идеальной композиции составов этих соединений на этапе изготовления керамики возможна полная компенсация температурного ухода $\varepsilon_р$. С учетом производственных условий промышленного выпуска керамики ТБНС установлен допуск на ТК $\varepsilon_р$, равный $\pm 20 \cdot 10^{-6}$ °С$^{-1}$. Материал ТБНС сохраняет постоянство значений $\varepsilon_р$ в широкой полосе частот, включая миллиметровый диапазон; однако с ростом частоты f диэлектрические потери увеличиваются. Здесь характерна типичная для многих диэлектриков закономерность сохранения постоянства отношения $f/\mathrm{tg}\,\delta$ в широкой полосе частот.

Группа температуростабильных цирконийсодержащих материалов в зависимости от состава имеет $ТК\varepsilon_р$ требуемого знака. Например материал $CaZrO_3$ имеет положительный $ТК\varepsilon_р$, а $BaZrO_3$ — отрицательный. Типичные параметры ряда соединений цирконийсодержащих материалов даны в табл. 1.2. По достигнутым значениям tg δ цирконаты, как правило, уступают титанатам. При построении термокомпенсированных составных резонаторов [12] применяются цирконаты в виде двух ДЭ с противоположными $ТК\varepsilon_р$. Соотношение их геометрических размеров выбирают из условия близости к нулю температурного коэффициента частоты составного ДР.

Таблица 1.2

Состав керамики	ε_p на частоте 4 ГГц	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^4$ на частоте 4 ГГц	ТК $\varepsilon_p \cdot 10^6$ °С$^{-1}$ при $T=0 \ldots 60$°С
$CaZr_{0,985}Ti_{0,015}O_3$	29	3	—23
$SrZr_{0,955}Ti_{0,045}O_3$	34	6,2	30
$Ba_{0,56}Sr_{0,44}ZrO_3$	35	11,3	25

Лантансодержащие материалы имеют в своем составе окисел лантана и служат основой для создания термостабильных ДР с $\varepsilon_p = 37 \ldots 55$, $\operatorname{tg}\delta = (2 \ldots 6) \cdot 10^{-4}$ и $ТК\varepsilon_p = (0 \pm 30) \cdot 10^{-6}$ °С$^{-1}$. Лучшими по достигнутым параметрам материалами этой группы являются отечественные керамики АЛТК, ТЛ-0 с $\varepsilon_p = 40$ и ТЛ-75 с $\varepsilon_p = 55$. Минимальные значения $\operatorname{tg}\delta$ у этих материалов реализованы у керамики АЛТК на основе алюмината лантала и титаната кальция.

Рассмотрим теперь материалы с невысокими значениями ε_p, которые применяют для построения преимущественно ДР АК и ВДР. Эти материалы можно разделить на три группы: органические и неорганические диэлектрики, а также ферриты (табл. 1.3). Из всего многообразия органических диэлектриков отметим основные свойства двух: фторопласта Ф-4 и арилокса АР [13]. Оба материала имеют небольшие значения ε_p и $\operatorname{tg}\delta$ в сантиметровом диапазоне длин волн. Положительные качества Ф-4 хорошо известны — простота всех видов механической обработки, химическая инертность, работоспособность в широком интервале температур от —50 до +150° С и др.

Арилокс АФ представляет собой ненаполненный диэлектрик из органических полимеров. Материал обладает высокой механической прочностью, допускает все виды механической обработки и склеивание, имеет диапазон рабочих температур от —50 до +150° С. Отечественной промышленностью выпускается также арилокс, наполненный алундом или двуокисью титана ФЛАН. В зависимости от наполнения его ε_p может лежать в пределах 2,8 ... 1,6 (эта цифра ука-

Таблица 1.3

Название материала	ε_p	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^4$	Название материала	ε_p	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^4$
Фторопласт Ф-4	2,0+0,1	3	Ферриты:		
Арилокс АФ-2,5	2,5±0,1	6	10Cr6	14,8	70
Арилокс ФЛАН-5	5±0,2	15	30Cr3	15,5	30
Плавленый кварц, КВ	3,8±0,1	1	90Cr	11,7...14,3	30
Окись бериллия	6,6	4	80Cr	12,2...14,7	40
Поликор	9,6±0,2	1			

зывается в марке материала, например ФЛАН-5). Органические диэлектрики применяются также в качестве конструкционных элементов для крепления диэлектрических образцов в устройствах с ДР. Последнее особенно существенно, когда в качестве материалов для ДР применяются хрупкие неорганические материалы: кварц, поликор и др.

Из неорганических диэлектриков с невысокими значениями ε_p отметим плавленый кварц (кварцевое стекло), окись бериллия и поликор. Плавленый кварц обладает высокими электрическими характеристиками и воспроизводимостью параметров в условиях производства, допускает металлизацию и выдерживает высокие температуры. Основной недостаток плавленого кварца — низкая теплопроводность. Высокая теплопроводность положительно отличает окись бериллия.

Керамики на основе окиси алюминия (ультрафарфор, корунд, поликор и т. п.) отличаются высокой механической прочностью, твердостью, стабильностью параметров во времени и при воздействии кислот, щелочей. Особый интерес представляют монокристаллы окиси алюминия — лейкосапфиры [14]. Установлено, что они обладают аномально малой диссипацией электромагнитных волн [15]. При комнатной температуре на частоте 3 ГГц ε_p лейкосапфира вдоль оси кристалла равна 11,5, а в направлении, перпендикулярном этой оси, 9,4. Температурный коэффициент резонансной частоты лейкосапфирового резонатора при низких температурах определяется в основном ТКl. При комнатных температурах на температурную стабильность частоты ДР большее влияние оказывают ТКε_p кристалла. Тангенс угла диэлектрических потерь, измеренный с помощью ДР, оказался [15] на несколько порядков меньше, чем это считалось ранее. Аномально малые значения $\operatorname{tg}\delta$ кристаллов лейкосапфира позволили *реализовать уникальные значения добротности* ОДР АК, *которая в* 3-сантиметровом диапазоне при комнатной температуре составила $2{,}6\cdot10^5$ и $6\cdot10^8$ при 10 К.

Наряду с органическими и неорганическими диэлектриками для создания ДР используются также ферриты [16]. Они обладают $\varepsilon_p = 11 \ldots 16$ и представляют интерес для построения колебательных систем, работающих по принципу ДР. Дополнительным свойством объемных резонаторов из ферритовых материалов является возможность управления их резонансной частотой путем намагничивания образца в области, далекой от ферромагнитного резонанса [17—19].

1.3. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ НА НИЗШИХ ТИПАХ КОЛЕБАНИЙ

Диэлектрические резонаторы, работающие в режиме возбуждения низших электромагнитных колебаний, обычно создают из материалов с проницаемостью не менее нескольких десятков. Наиболее широко изучены свойства и особенности таких ДР НК из материалов с $\varepsilon_p \approx 37$ и $\varepsilon_p \approx 80$. При таких значениях относительной диэлектрической проницаемости материала ДР электрические и магнитные поля колебаний в основном сосредоточены внутри диэлектрика и за его границами уменьшаются до пренебрежимо малых значений уже на расстояниях, малых по сравнению с длиной волны в свободном пространстве. Поэтому резонансные свойства определяет объемный резонанс непосредствен-

но в диэлектрике. Благодаря большой диэлектрической проницаемости размеры ДР существенно уменьшаются по сравнению с размерами полых металлических резонаторов. Например, при $\varepsilon_р = 80$ объем уменьшается почти в 500 раз, что служит объективной предпосылкой миниатюризации колебательных систем СВЧ. Подобные ДР НК могут быть названы миниатюрными [20].

По конструкции различают ДР НК открытые (рис. 1.2,*а, б, в, г, д*) и экранированные (рис. 1.2,*е, ж, з*). В первом случае резонатор состоит только из диэлектрического элемента, а во втором он помещен в пространство, ограниченное металлическими поверхностями.

Наиболее часто используются ДР НК в форме цилиндра (рис. 1.2,*а*) или параллелепипеда (рис. 1.2,*б*). Цилиндрический резонатор имеет высоту L и диаметр поперечного сечения D. Соотношение этих размеров $\eta = L/D$ существенно определяет многие электродинамические характеристики ДР. Для систематизации терминологии будем называть цилиндрическими (ЦДР) резонаторы с $\eta \geqslant 0{,}2$ и дисковыми (ДДР) резонаторы с $\eta < 0{,}2$.

Низшим типом колебаний ЦДР являются электромагнитные колебания $H_{01\delta}$, где первый индекс означает азимутальный порядок колебания, второй — радиальный, а третий — обозначает часть полуволны магнитной составляющей поля, укладывающейся по высоте L резонатора. Распределения электрического E и магнитного H полей основного $H_{01\delta}$-колебания ЦДР (рис. 1.3) подобны полям в витке с током. Общность этих распределений полей с известным для магнитного диполя объясняет встречающийся в литературе термин о магнитных колебаниях дипольного типа таких ДР. Возбуждение колебаний типа $H_{01\delta}$ происходит наиболее интенсивно, когда магнитное поле линии передачи совпадает с нормалью к торцовой плоскости ЦДР.

Наряду с колебанием $H_{01\delta}$ в ЦДР возможны колебания более высокого порядка: электрические, магнитные и гибридные. Их резонансные частоты существенно зависят от η и от $\varepsilon_р$. Макси-

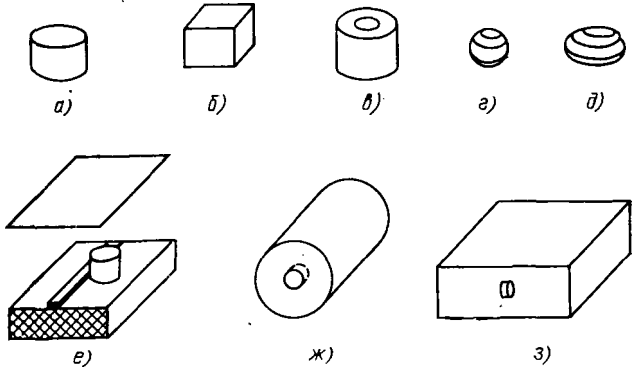


Рис. 1.2. Конструкции диэлектрических резонаторов, используемых на низших типах колебаний

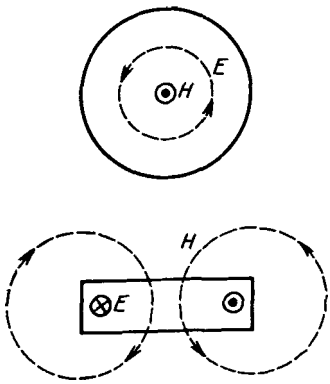


Рис. 1.3. Распределение электрического E и магнитного H полей колебаний $H_{01\delta}$ цилиндрического диэлектрического резонатора

мальная расстройка по частоте между низшим и ближайшим высшим колебаниями достигается при $\eta=0{,}4$ и составляет примерно 35%. Цилиндрические ДР и резонаторы в форме параллелепипеда имеют особенность — густой спектр колебаний. Поиски путей разрежения спектра высших колебаний ДР привели к созданию кольцевых резонаторов (рис. 1.2,*в*). Наличие отверстия вдоль оси такого резонатора позволяет решить две задачи: изменять спектр высших колебаний, разрежая его в нижней части; использовать отверстие для размещения в нем диэлектрических элементов крепления. Аналогичный эффект разрежения спектра высших колебаний наблюдается также в двухслойных шаровых резонаторах [22], у которых внутренняя сферическая полость имеет диэлектрическую проницаемость меньше, чем внешняя.

Особенностью всех рассматриваемых ДР является наличие вне объема резонатора электромагнитного поля, учет которого принципиально необходим при расчете резонансных частот и других характеристик ДР. Для резонаторов, показанных на рис. 1.2,*а, б, в*, такой учет реализуется трудно. Поэтому резонаторы в форме шара (рис. 1.2,*г*) и эллипсоида вращения (рис. 1.2,*д*) представляют интерес прежде всего с точки зрения возможности строгого решения граничных задач, так как для таких ДР граница раздела двух сред представляет одну из координатных поверхностей [23, 24]. Диэлектрический резонатор в форме шара представляет также практический интерес как колебательная система, в которой может быть одновременно возбуждено два или три поляризационно разделенных колебания с одинаковой резонансной частотой.

Общим свойством всех (рис. 1.2,*а*...*д*) открытых ДР в свободном пространстве является их излучение, оцениваемое радиационной добротностью со значениями порядка сотни единиц для резонаторов с $\varepsilon_р \approx 80$ [25]. Столь низкая радиационная добротность существенно снижает добротность ОДР НК в свободном пространстве. Одновременно это свойство ОДР является объективной предпосылкой построения миниатюрных диэлектрических антенных элементов [26].

При размещении ДР с высокой проницаемостью в экранированной микрополосковой линии (рис. 1.2,*е*), круглом (рис. 1.2,*ж*) и прямоугольном (рис. 1.2,*з*) волноводах влияние металлических поверхностей приводит к смещению резонансных частот колебаний и к снижению собственной добротности ДР. Смещение резо-

нансных частот при приближении ДР к металлической поверхности проявляется по-разному для магнитных и электрических типов колебаний. Для первых резонансная частота повышается, для вторых — снижается. Снижение собственной добротности обусловлено наличием потерь в металлических поверхностях вблизи ДР.

Кроме рассмотренных простейших конструкций ДР НК в ряде случаев представляют интерес более сложные конструкции, применение которых позволяет по-новому строить многорезонаторные СВЧ структуры. На рис. 1.4 показаны примеры таких конструкций [27], которые имеют в одном объеме два квази $H_{01\delta}$ (или $H_{11\delta}$) — взаимно несвязанных типа колебаний, имеющих одинаковые частоты, добротность и структуру полей. Диэлектрические резонаторы крестообразного типа (рис. 1.4,*а*, *б*) представляют собой два взаимно перпендикулярных дисковых или прямоугольных ДР, центры которых совмещены. В отличие от резонатора в форме куба спектр колебаний таких резонаторов аналогичен дисковому ДР, а в отличие от шарового — поляризация отдельных типов колебаний жестко фиксирована. Изменяя размеры и диэлектрическую проницаемость отдельных плоских резонаторов, входящих в состав крестообразного, нетрудно регулировать их резонансные частоты независимо друг от друга.

Функциональные возможности ДР могут быть существенно расширены при решении задачи перестройки их резонансной частоты. Эта задача довольно сложна. Однозначного ее решения пока нет, а предложенные способы перестройки позволяют управлять резонансной частотой только в небольших пределах. Это управление может быть реализовано различными способами. Конст-

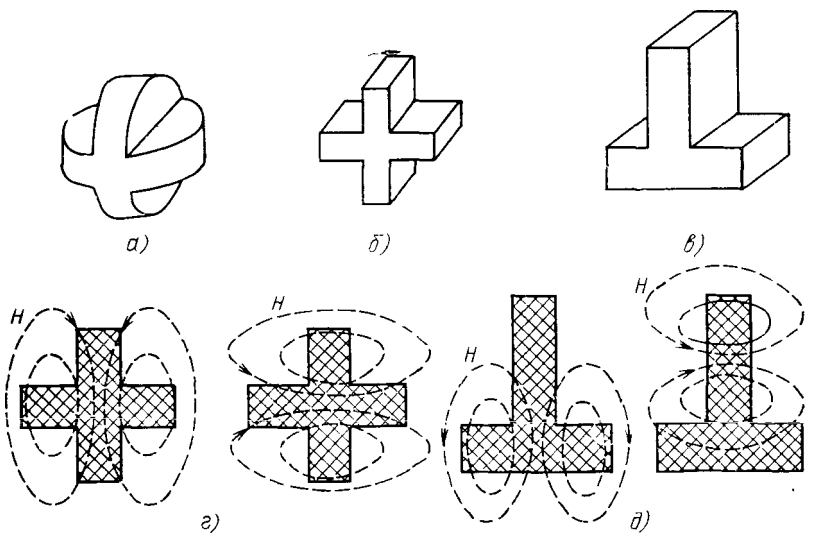


Рис. 1.4. Конструкции (*а*, *б*, *в*) диэлектрических резонаторов сложной формы и распределение (*г*, *д*) магнитного поля в них

рукции ДР с подстройкой частоты механическим способом содержат рассмотренные выше (см. рис. 1.2,*а*, *б*) образцы диэлектриков, вблизи которых располагают металлические или диэлектрические элементы в форме штырей, пластин или дисков (рис. 1.5,*а*). Изменяя расстояние между резонатором и таким элементом, осуществляют подстройку частоты на несколько процентов. Для обеспечения минимального изменения добротности ДР предпочтительно применять диэлектрические диски.

Способы электрической подстройки частоты основаны на применении нелинейных диэлектриков и ферритовых материалов. Первые попытки электрического управления резонансной частотой ДР были связаны с применением сегнетоэлектрических материалов непосредственно для построения объемных ДР. Однако малые значения их $\mathrm{tg}\,\delta$ при комнатных температурах и необходимость создания сильных напряженностей управляющих полей не привели к практически приемлемым результатам. Дальнейшие поиски решения задачи перестройки частоты показали, что возможен компромисс между сохранением высокой добротности ДР и обеспечением небольшой электрической подстройки частоты с помощью пленочного элемента из нелинейного диэлектрика [28, 29].

Конструкция, в которой реализован этот принцип управления, показана на рис. 1.5,*б* [30]. Резонатор содержит диэлектрический элемент *1* из материала с малыми потерями и высокой диэлектрической проницаемостью (например, ТБНС, ТЛ-0), не зависящей от напряженности электрического поля, а также пленку *3* из не-

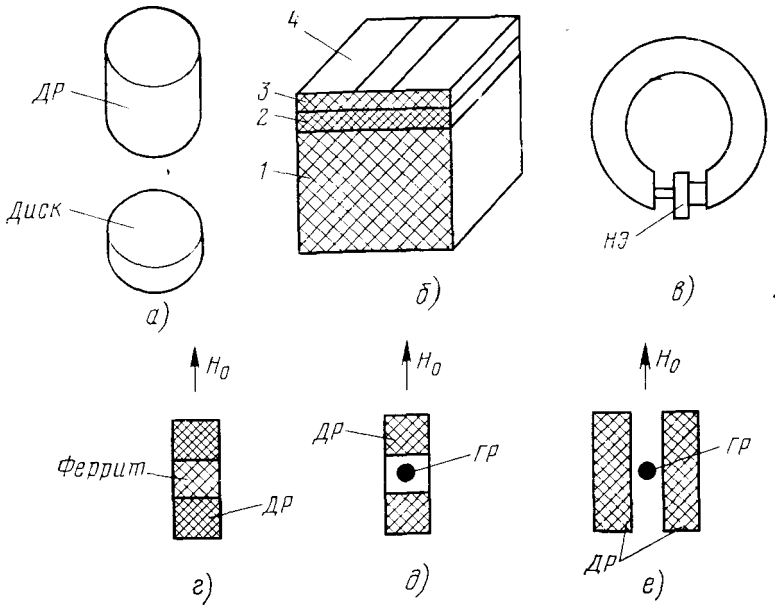


Рис. 1.5. Диэлектрические резонаторы, перестраиваемые по частоте

линейного диэлектрика [31]. При комнатной температуре такая пленка имеет $\varepsilon_p \approx 1900$, а $\operatorname{tg}\delta \approx 10^{-2}$. Приложение к этой пленке электрического управляющего поля позволяет изменять эти параметры, а следовательно, регулировать электрическим путем характеристики комбинированной структуры, содержащей эту пленку. В этой структуре пленка наносится на подложку *2* с небольшой диэлектрической проницаемостью и хорошей теплопроводностью, например из материала MgO. Электроды *4*, нанесенные на пленку, служат для приложения управляющего напряжения к пленочному элементу из нелинейного диэлектрика. Нанесение электродов на поверхность многослойной диэлектрической структуры уменьшает ее собственную добротность, искажает распределение поля, изменяет спектр собственных колебаний и создает условия для возникновения новых колебаний структуры. Последнее обусловлено тем, что два планарных электрода с зазором между ними, расположенные на пленке, образуют щелевую линию. Если длина зазора кратна половине длины волны в щелевой линии, то образуется щелевой резонатор. Рассматриваемая структура представляет собой связанную систему: диэлектрический резонатор — щелевой резонатор. При изменении управляющего напряжения происходит перестройка двух связанных колебаний системы. Одно из этих колебаний — низкодобротное, щелевое изменяет резонансную частоту почти на 25...30% под действием управляющего электрического напряжения. Второе колебание (высокодобротное, диэлектрическое) перестраивается при этом всего на 3..5% при одновременном уменьшении добротности в 5...10 раз [30].

Конструктивной разновидностью ДР с электрической перестройкой частоты является кольцевой диэлектрический резонатор [32] с радиальной прорезью, к металлизированным сторонам которой подсоединены выводы нелинейного элемента *НЭ* (рис. 1.5,*в*). Для основного типа колебаний ДР его электрические силовые линии замыкаются на металлизированные плоскости радиальной прорези. Нелинейная емкость непосредственно включена в ДР, что позволяет расширить диапазон перестройки частоты. Практически этот диапазон составляет около 10%. Однако из-за включения нелинейной емкости добротность ДР уменьшается почти в 10 раз. Таким образом, применение электрически управляемых элементов в различных конструкциях ДР позволяет обеспечить высокое быстродействие и малые мощности управления. Однако добротность колебательных систем существенно ухудшается.

Управление резонансной частотой ДР возможно в конструкциях резонаторов, содержащих наряду с диэлектриком также элементы из ферритовых материалов. При этом феррит должен быть расположен в зазоре магнитной системы, создающей управляющее поле для перестройки частоты колебательной системы. Возможно несколько разновидностей подобных управляемых ДР. В одной из них [33] может быть использован кольцевой ДР, центральная полость которого заполнена поликристаллическим

ферритом (рис. 1.5,*г*), а поле подмагничивания приложено касательно торцовой поверхности ДР. В этой конструкции феррит расположен в области максимальной напряженности поля ДР и его влияние сказывается как на частоте, так и на добротности колебательной системы. С ростом напряженности поля подмагничивания имеет место почти 10%-ная перестройка резонатора по частоте и изменяется его добротность. Это изменение добротности лежит в интервале значений от $Q_{мин}$ до $Q_{макс}$, где $Q_{мин}$ существенно меньше отдельно взятого ДР и его значение зависит от соотношения объемов феррита и диэлектрика. Поскольку с уменьшением объема феррита увеличивается $Q_{мин}$ и падает диапазон перестройки, то требуется компромиссное решение по оптимизации указанного соотношения объемов феррита и диэлектрика. Значение $Q_{макс}$ обычно почти в 2 раза меньше Q_0 отдельно взятого ДР.

Вторая разновидность конструкции ДР с перестройкой частоты при помощи ферритов представляет собой кольцевой ДР с расположенным внутри него гиромагнитным резонатором *ГР* из монокристалла феррита (рис. 1.5,*д*) [34]. Вместо кольцевого ДР можно применить два рядом расположенных цилиндрических резонатора, между которыми расположен *ГР* (рис. 1.5,*е*) [35]. В данном случае резонатор представляет собой связанную колебательную систему ДР—ГР. При изменении поля подмагничивания в области частот, соответствующих ферромагнитному резонансу, происходит перестройка частот связи. Диапазон перестройки частоты существенно зависит от соотношения размеров ДР—ГР. Например, при увеличении диаметра ГР в форме шара от 0,8 мм до 2,6 мм диапазон перестройки ДР в 3-сантиметровом диапазоне длин волн увеличивается от 0,2 до 1,2 ГГц [35]. При перестройке по частоте порядка 13% добротность связанного колебания изменяется почти в 4 раза. Таким образом, общим свойством колебательных систем с ДР, перестраиваемых по частоте как с помощью нелинейных диэлектриков, так и с помощью ферритов, является одновременное изменение при перестройке частоты также и добротности колебаний. При этом приходится считаться с неизбежным уменьшением добротности колебаний ДР в 2 ... 10 раз.

В последние годы ведутся исследования по созданию перестраиваемых по частоте ДР с использованием пьезоэлектрических материалов [36]. Одно из конструктивных решений ДР с перестройкой частоты при этом основано на изменении расстояния между резонатором и диэлектрической пластиной при помощи пьезоэлемента. Преимущество такого способа перестройки состоит в сохранении высокой добротности ДР при изменении его частоты в полосе не менее 10%.

1.4. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ НА АЗИМУТАЛЬНЫХ ТИПАХ КОЛЕБАНИЙ

Диэлектрические резонаторы, работающие в режиме возбуждения высших азимутальных колебаний, обычно создают из материалов с $\varepsilon_р = 2 \ldots 20$. Известны различные варианты конструктивного выполнения таких ДР АК, различающиеся формой диэлектрического элемента, способом его крепления, наличием металлических отражателей. Диэлектрический резонатор, показанный на рис. 1.6,*а*, имеет форму кольца того или иного поперечного сечения (круглого, прямоугольного и др.). Его можно рассматривать как свернутый в кольцо диэлектрический волновод. Он аналогичен резонатору бегущей волны на основе полых металлических волноводов, но отличается от него возможностью излучения и, соответственно, особыми требованиями к форме и кривизне кольца. Возбуждение такого резонатора можно производить либо через распределенную связь с диэлектрическим волноводом, либо через локальный элемент связи, не обладающий направленностью.

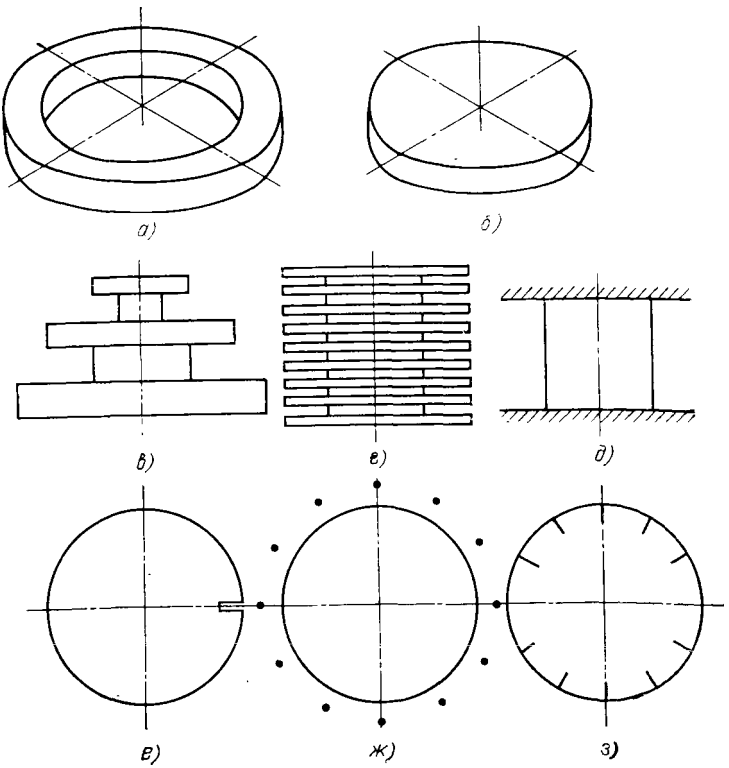


Рис. 1.6. Конструкции диэлектрических резонаторов, использующие азимутальные типы колебаний

В дисковом резонаторе (рис. 1.6,*б*), в отличие от кольцевого, отсутствует внутренняя граница раздела диэлектрик — воздух. Электромагнитное поле азимутальных колебаний (АК) в дисковом резонаторе, как и в кольцевом, локализовано в области края диска.

Один из вариантов конструктивного объединения нескольких дисковых резонаторов (ступенчатый ДР) показан на рис. 1.6,*в*. Перемещая элемент возбуждения к тому или иному ДР, можно дискретно изменять частотную характеристику устройства. Пластинчатый ДР АК (рис. 1.6,*г*) имеет более разреженный спектр, чем резонатор из однородного материала. Из-за меньшей концентрации поля внутри диэлектрика ему свойственна повышенная чувствительность к параметрам окружающей среды.

Резонатор с металлическими пластинами, содержащий диэлектрический элемент цилиндрической формы (рис. 1.6,*д*), имеет меньшую добротность за счет дополнительных потерь в металле, достаточно технологичен в изготовлении. Его колебания с электрическим полем, ориентированным вдоль оси, строго описываются двумерной моделью. Возможность строгого расчета спектра резонансных частот ДР с металлическими отражателями имеет существенное значение для его метрологических применений.

Для придания резонаторам специальных свойств вводятся дополнительные элементы конструкции: прорези, штыри, поглотители и др. Эти элементы могут связывать колебания ДР с элементами возбуждения, полупроводниковыми приборами, другими ДР. Они могут также служить для расщепления собственных колебаний (рис. 1.6,*е*) и для разрежения спектра колебаний как за счет увеличенного излучения (рис. 1.6,*ж*), так и за счет поглощения нерабочих колебаний (рис. 1.6,*з*). В первом случае это могут быть штыри, расположенные в узлах электрического поля рабочего колебания, а во втором случае — поглотители, расположенные либо также в узлах, либо в областях почти экспоненциально убывающего слабого поля рабочего колебания.

Рассмотрим особенности диэлектрических резонаторов, используемых на азимутальных типах колебаний, т. е. колебаний с вариациями поля в направлении криволинейной координаты вокруг оси резонатора. Замечательное свойство АК заключается в том, что излучение из ДР АК может быть сделано как угодно малым даже при $\varepsilon_р = 10 \ldots 2$, если только число вариаций по азимуту достаточно велико. Слабое излучение азимутальных колебаний объясняется тем, что они формируются волнами, распространяющимися внутри диэлектрика и падающими на боковую криволинейную поверхность ДР под очень пологими углами. При этом их коэффициент отражения очень близок к единице. Впервые подобная физическая закономерность обнаружена на факте аномально слабого затухания акустических волн вблизи внутренней стенки кольцевой галереи (отсюда термин «шепчущая галерея») [37, 38]. Поэтому колебания в ДР АК часто связывают с так называемыми волнами «шепчущей галереи» [4].

Зависимости электромагнитных полей ДР АК от угла φ для каждого из двух сдвинутых по азимуту на четверть периода колебаний $\Phi_s(\varphi)$ и $\Phi_c(\varphi)$ описываются гармоническими функциями

$$\Phi_s(\varphi)=\begin{Bmatrix}\sin(n\varphi+\Psi)\\ \cos(n\varphi+\Psi)\end{Bmatrix} \text{ и } \Phi_c(\varphi)=\begin{Bmatrix}\cos(n\varphi+\Psi)\\ \sin(n\varphi+\Psi)\end{Bmatrix}, \qquad (1.1)$$

где n — азимутальный индекс или порядок колебания; Ψ — угол, определяемый азимутальным положением источника возбуждения или неоднородности, нарушающей азимутальную симметрию. Верхние и нижние записи в (1.1) применимы к разным составляющим поля. Каждому номеру n соответствуют два различных собственных колебания с азимутальными зависимостями Φ_s и Φ_c. По характерному виду графиков $|\Phi(\varphi)|$ (рис. 1.7,*а*) ДР АК иногда называют еще ДР с лепестковыми колебаниями (ЛК).

Диск является азимутально-симметричной конструкцией. Если свойства материала также азимутально-однородны и эта симметрия не нарушается дополнительными элементами конструкции (в том числе и внешними по отношению к ДР) или устройствами возбуждения, колебания с Φ_s и Φ_c имеют одинаковые резонансные частоты и добротности

$$f_{ps}=f_{pc},\quad Q_{sa}=Q_{ca}. \qquad (1.2)$$

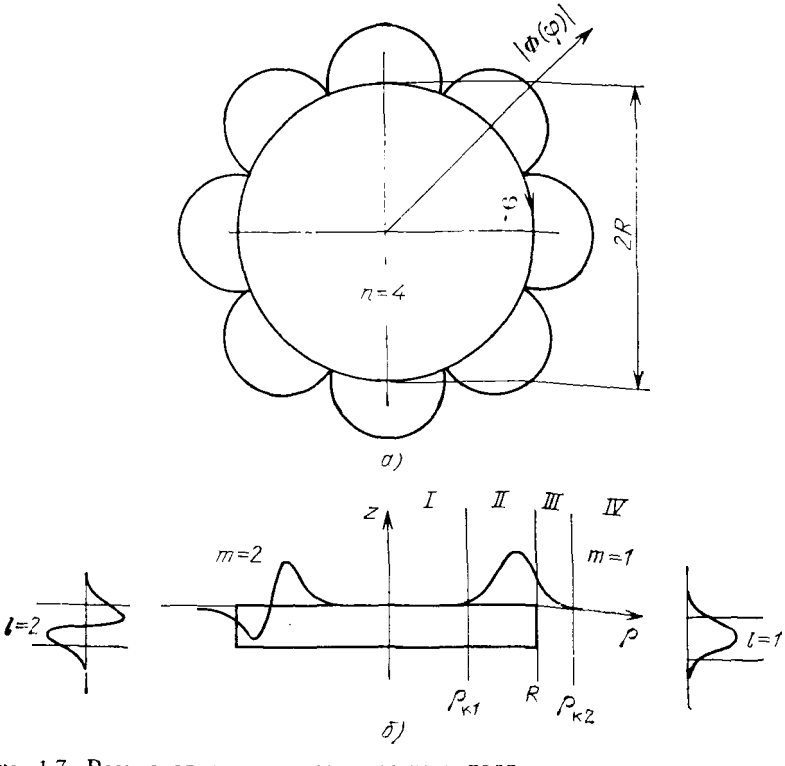


Рис. 1.7. Распределение электромагнитного поля азимутальных колебаний

Если азимутально-однородный ДР АК возбуждается открытым концом волновода или коаксиальным зондом, поднесенным к диску в плоскости, проходящей через ось диска, то в нем возбуждается только одно из колебаний $\Phi_s(\varphi)$ или $\Phi_c(\varphi)$ (1.1). Если же возбуждение ДР АК осуществляется через распределенную связь с диэлектрическим волноводом, обладающую высокой направленностью, в ДР АК возникают оба колебания (1.1), сдвинутые по фазе на 90° так, что они в сумме представляют собой волну

$$\Phi_б = \cos(\nu\varphi + \Psi) \pm j \sin(\nu\varphi + \Psi) = e^{\pm j(\nu\varphi + \Psi)}, \qquad (1.3)$$

бегущую вокруг диска в ту или другую сторону. Здесь угловая постоянная распространения ν на резонансной частоте равна целому числу n. Многократное наложение этих волн создает интерференционный эффект, так что при резонансе ($f = f_р$; $\nu = n$) суммарная амплитуда резко возрастает. Этот резонанс проявляется в резком изменении коэффициента передачи по связанному с диском волноводу; при этом отражение от ДР АК отсутствует. Такой резонансный режим называется режимом бегущей волны. Именно в таком режиме работают известные резонаторы бегущей волны [39], выполняемые в виде колец из различных линий передачи.

В общем случае устройство связи или другие конструктивные элементы нарушают азимутальную симметрию ДР АК, внося азимутальную нерегулярность. При этом условия (1.2) нарушаются — собственные колебания с двумя видами азимутальных зависимостей (1.1) будут иметь разные $f_р$, разные $Q_а$ или разные и $f_р$ и $Q_а$. Если это различие достаточно велико, говорят о снятии вырождения или о расщеплении собственных колебаний. При этом режим бегущей волны (1.3), строго говоря, не реализуем. Объяснение работы и анализ ДР АК в этом случае естественно проводить с использованием понятия собственных колебаний вида (1.1).

Из описанной физической картины формирования полей ДР АК вытекают следующие подтверждаемые экспериментально закономерности. Азимутальные распределения полей АК в ДР имеют характер стоячей волны (1.1). Распределения в направлении z оси ДР (рис. 1.7,*б*) имеют такой же характер, как у поверхностных волн плоских диэлектрических волноводов [40]. Радиальные распределения полей описываются функциями Бесселя внутри диэлектрика и функциями Ганкеля (второго порядка) во внешней области. Для низших по радиусу колебаний они имеют вид, показанный на рис. 1.7,*б*.

Поля всех АК дискового ДР носят гибридный характер и содержат шесть компонент поля. Поэтому мы будем обозначать их двойными символами *HE* или *EH*, в зависимости от того, какая составляющая (E_z или H_z) преобладает.

Для объяснения радиального распределения полей АК удобно воспользоваться аналогично [73] представлениями о каустичес-

ких поверхностях. Понимая каустику как границу, разделяющую области с волновым и «запредельным, экспоненциально убывающим» характером полей, в ДР АК можно представить наличие каустических поверхностей, которые расположены там, где выполняется условие $2\pi\rho_к\sqrt{\varepsilon_р}=n\lambda$; при $\rho>\rho_к$ парциальные радиальные волны распространяются, а при $\rho<\rho_к$ — нет. В ДР АК каустические поверхности являются поверхностями цилиндров с радиусами $\rho_{к1}$ и $\rho_{к2}$ (рис. 1.7,*б*) и вместе с границей раздела диэлектрик — воздух при $\rho=R$ разделяют пространство на четыре области (*I*...*IV*) с различным характером распределения полей. Их наличие определяется свойствами волн, имеющих азимутальную зависимость вида (1.1). Внутренняя каустика имеет радиус

$$\rho_{к1}=\frac{n\lambda}{2\pi\sqrt{\varepsilon_р}}. \qquad (1.4)$$

В области *I*, где $\rho<\rho_{к1}$, поле быстро ослабляется, и центральная часть диска почти свободна от поля. При $\rho_{к1}<\rho<R$ (область *II*) поле имеет характер стоячей по радиусу волны. На границе раздела при $\rho=R$ распределение поля начинает меняться, поскольку на него оказывает влияние наличие внешней каустики с радиусом

$$\rho_{к2}=n\lambda/2\pi. \qquad (1.5)$$

Область *III* вблизи поверхности диска с $R<\rho<\rho_{к2}$ оказывается внутри внешней каустики и поле здесь убывает почти экспоненциально. При $\rho>\rho_{к2}$ (область *IV*) поле приобретает характер бегущей по радиусу волны излучения. Увеличение азимутального индекса n, в соответствии с (1.5), отодвигает каустику от резонатора, уменьшая излучение с открытого ДР АК.

Собственные колебания ДР АК образуют почти периодические последовательности резонансных откликов — с амплитудами $A_{р.р}$ на низших азимутальных типах колебаний (рис. 1.8,*а*) и амплитудами $A_{в.р}$ на высших типах, отличающихся номерами радиального и азимутального индексов (некоторые из них показаны на рис. 1.8,*б*, *в*). Все серии низших и высших азимутальных последовательностей колебаний физически могут существовать одновременно и поэтому исключительно актуальна проблема разрежения спектра АК, а самофильтрация типов колебаний входит в состав свойств открытых дисковых ДР АК. Это свойство определяется открытым характером ДР и заключается в резкой зависимости излучения от индексов типов колебаний. Частотный спектр ДР АК может быть разрежен также путем введения в резонатор нерегулярностей, что дает возможность избирательно влиять на интенсивность различных типов колебаний. Разрежению спектра ДР АК способствует также выбор надлежащей конструкции устройств связи с внешней схемой, основанный на несхожести свойств различных типов колебаний: может быть использовано согласование фазовых скоростей на участке связи, поляризационных свойств, законов симметрии колебаний и др. Благодаря свой-

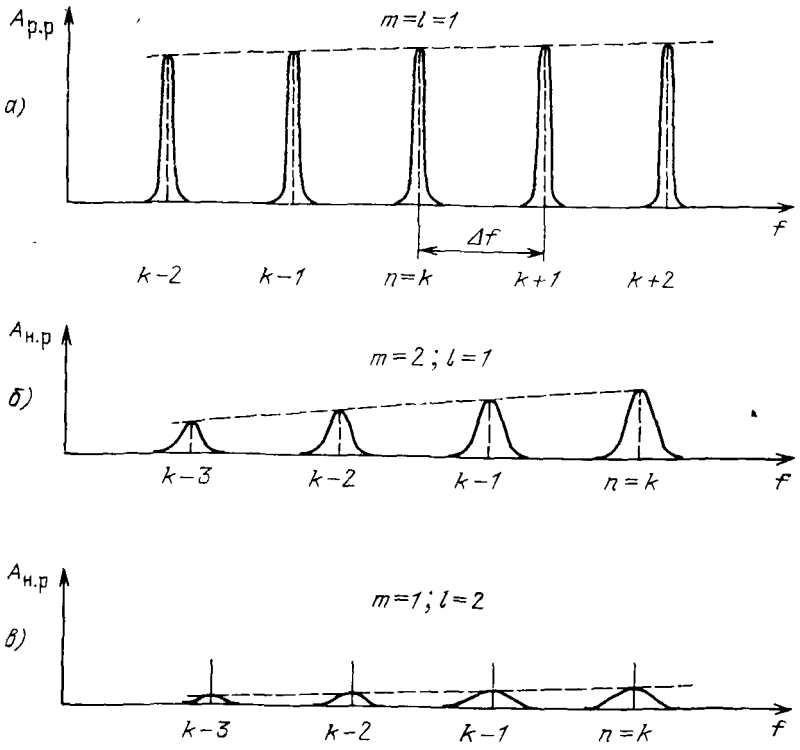


Рис. 1.8. Спектры колебаний в ДР АК:
m, l и n — индексы колебаний соответственно по радиусу, высоте и азимуту

ству самофильтрации, конструктивным мерам по разрежению и дискриминации типов колебаний резонатор может иметь одно высокодобротное колебание в широкой полосе частот. Эта полоса частот, называемая часто областью одномодовой работы, может составлять 15 ... 35%.

1.5. ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Отдельный класс металлодиэлектрических резонаторов составляют колебательные системы, содержащие одновременно металлические и диэлектрические элементы с $\varepsilon_р = 2 ... 20$. При этом МЭ имеет вид отрезка волновода стандартного сечения, а ДЭ расположен внутри него в виде локальной диэлектрической неоднородности. Совокупность МЭ и ДЭ в единой конструкции создает условия для формирования волновых процессов, зависящих одновременно от параметров диэлектрика и волновода. Наблюдаемые при этом волноводно-диэлектрические резонансы имеют ряд специфичных особенностей, которые зависят от вида конкретных конструкций ВДР. Ряд конструкций ВДР на волноводах с распростра-

няющейся волной основного типа показан на рис. 1.9. В простейшем случае ВДР РВ содержит отрезок прямоугольного (рис. 1.9,*а*, *б*) или круглого (рис. 1.9,*в*, *г*) волновода с диэлектрическим вкладышем, полностью или частично заполняющим поперечное сечение волновода. При полном заполнении затруднительно реализовать колебательные системы с высокими значениями добротности, что обусловлено большими потерями в стенках волноводов. Поэтому более предпочтительны варианты конструкций с ДЭ, частично заполняющим поперечное сечение волноводов (рис. 1.9,*б*, *г*), или конструкции, образованные двумя диэлектрическими элементами (рис. 1.9,*д*) [41]. В последнем случае толщина каждого ДЭ l_2 должна быть несколько меньше четверти длины волны в заполненном волноводе, а расстояние между ДЭ l_{12} удов-

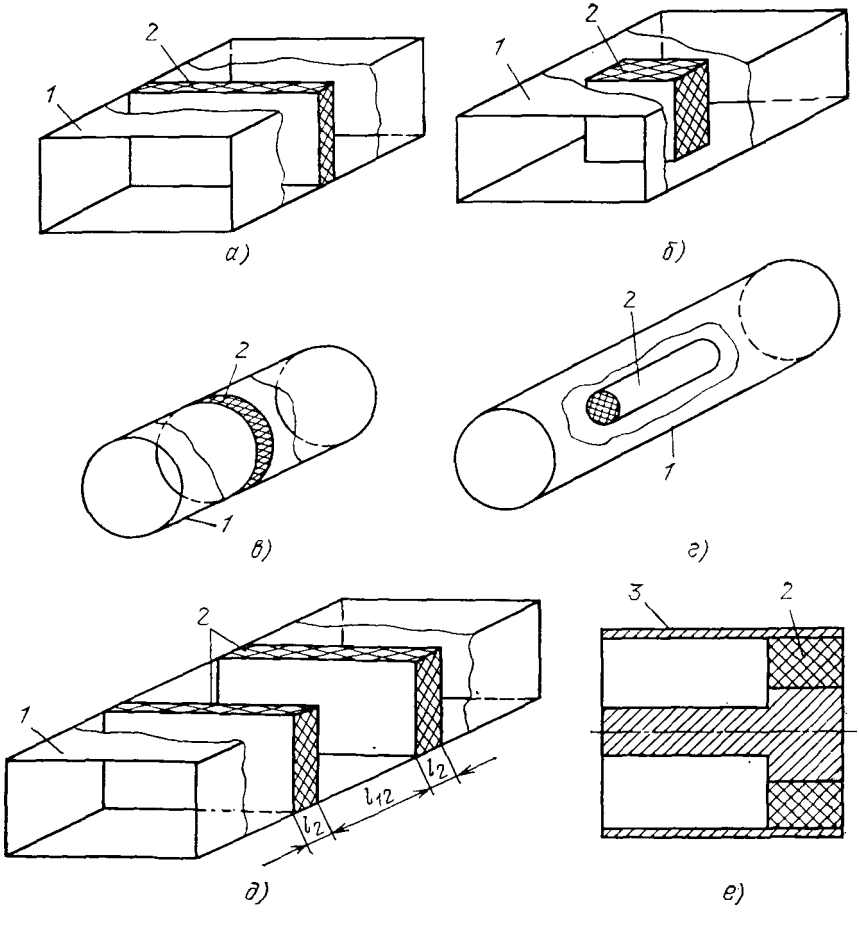


Рис. 1.9. Конструкции ВДР на волноводах с распространяющейся волной: *1* — волновод; *2* — диэлектрический вкладыш; *3* — коаксиальная линия передачи

летворять соотношению $n\lambda_в/2 < l_{12} < 3n\lambda_в/4$, где $n = 1, 2, ...$; $\lambda_в$ — длина волны в незаполненном волноводе.

Существуют особенности реализации и возбуждения ВДР на основе прямоугольного волновода с ДЭ, полностью заполняющим его по высоте и частично по ширине (рис. 1.9,*б*) [5]. Низшими типами колебаний здесь являются $H_{10\delta}$ и $H_{20\delta}$ (δ показывает, какая часть полуволны укладывается вдоль длины ДЭ). Тип колебаний $H_{10\delta}$ характерен невысокой добротностью, что вызвано ощутимым вкладом потерь в металлических стенках волновода, поскольку резонанс обусловлен частичным отражением от границы диэлектрик — воздух и полным отражением от проводящих поверхностей. Более высокодобротным оказался [5] тип колебаний $H_{20\delta}$, возбуждаемый при распространении волн типов квази-H_{10} и H_{20} на участке волновода с диэлектриком. В этом случае волноводно-диэлектрический резонанс $H_{20\delta}$ типа колебаний обусловлен эффективным отражением волны квази-H_{20} типа от запредельных для нее участков незаполненного волновода. Особенность колебаний этого типа состоит в том, что они могут возбуждаться только при положении диэлектрического элемента, несимметричном относительно центра волновода. Другой конструктивной разновидностью ВДР с типом колебаний $H_{20\delta}$ является отрезок регулярного прямоугольного волновода с диэлектрическим параллелепипедом, повернутым в H-плоскости волновода на некоторый угол [42]. Изменением этого угла можно регулировать степень связи ВДР с волноводом.

Выполнение условий резонанса также и для колебаний $H_{10\delta}$-типа приводит к тому, что в общем случае амплитудно-частотная характеристика коэффициента передачи ВДР РВ соответствует режиму связанных колебаний. Частоты связи колебаний типов $H_{10\delta}$ и $H_{20\delta}$ зависят от степени их взаимной связи. Собственная добротность рассматриваемых ВДР из лейкосапфира для колебаний типа $H_{20\delta}$ достигает несколько тысяч в 3-сантиметровом диапазоне длин волн, а температурный уход частоты на порядок меньше, чем у ДР НК из рутила. Введение небольших зазоров между широкими стенками и диэлектриком позволяет почти в 2 раза повысить собственную добротность этих ВДР [43].

Дополнительные возможности увеличения собственной добротности реализуются в конструкциях ВДР на основе круглого волновода, по оси которого расположен диэлектрический цилиндр (рис. 1.9,*г*) [44]. Данный ВДР возбуждается волной E_{01}. При определенном диаметре диэлектрического элемента продольная составляющая электрического поля обращается в нуль на границе диэлектрик — воздух и структура поля вне цилиндра аналогична T-волне в коаксиальной линии; при этом потери оказываются минимальными, что и обусловливает увеличение собственной добротности резонатора.

Конструктивно ВДР коаксиального типа (рис. 1.9,*е*) [45] состоит из отрезка коаксиальной линии передачи со ступенчатым внутренним проводником. Для укорочения резонатора и увеличе-

ния перепада волновых сопротивлений применено диэлектрическое заполнение части его объема. Это позволяет использовать резонатор для диапазона частот порядка нескольких сот мегагерц при реализуемой собственной добротности 700 ... 800; преимуществом данной конструкции является также широкий интервал частот между основным колебанием и колебаниями высших типов.

Поперечные размеры ВДР РВ определяются сечениями используемых волноводов. Однако резонансные условия можно реализовать и в отрезках запредельных волноводов с диэлектрическими неоднородностями, параметры которых выбираются таким образом, чтобы в месте их расположения могла распространяться волна основного типа. В зависимости от геометрических размеров, диэлектрической проницаемости неоднородности и ее расположения относительно стенок запредельного волновода могут быть реализованы малогабаритные ВДР ЗВ с требуемыми характеристиками. Типичные конструкции этих резонаторов показаны на рис. 1.10. Большинство ВДР ЗВ просты в конструктивном отношении представляют собой отрезок прямоугольного запредельного волновода с диэлектрической неоднородностью в форме параллелепипеда (рис. 1.10,*а*) или цилиндра (рис. 1.10,*б*). Принципиальным является наличие отрезка запредельных волноводов

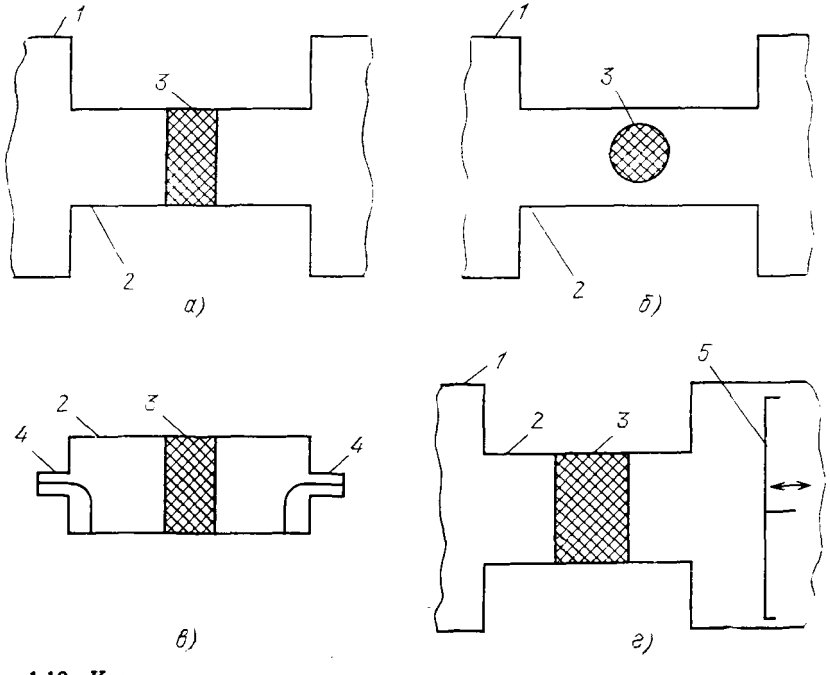


Рис. 1.10. Конструкции волноводно-диэлектрических резонаторов на запредельных волноводах:

1 — прямоугольный волновод с распространяющейся волной; *2* — запредельный волновод; *3* — диэлектрический вкладыш; *4* — коаксиально-волноводный переход; *5* — перемещаемый поршень

в областях между диэлектрической неоднородностью и элементами связи ВДР ЗВ с внешними цепями СВЧ. Эта связь осуществляется подключением резонатора к отрезкам регулярного волновода с распространяющейся волной основного типа (рис. 1.10,*а, б*) или возбуждения отрезков запредельных волноводов резонатора петлевыми элементами, подключенными к коаксиальным линиям (рис. 1.10,*в*).

Резонатор на основе диэлектрического цилиндра, расположенного между металлическими поверхностями (см. рис. 1.6,*д*), проявляет резонансные свойства как в режиме азимутальных колебаний, так и в режиме низших колебаний. В последнем случае мы имеем дело с так называемым экранированным диэлектрическим стержневым резонатором [46]. Кроме возможности строгого расчета резонансных частот ДР эта конструкция имеет важное преимущество: частотная расстройка между низшим колебанием E_{010} и ближайшим высшим **колебанием приблизительно** равна октаве. В реальных конструкциях устройств с диэлектрическими стержневыми резонаторами возбуждение колебания E_{010} осуществляется обычно штыревым элементом связи, расположенным вблизи диэлектрического стержня параллельно его оси.

На практике в ряде случаев нужны резонаторы, резонансную частоту которых можно перестраивать. Этими возможностями обладает конструкция ВДР ЗВ с диэлектрическим цилиндром, отличающаяся от показанной на рис. 1.10,*б* тем, что в ней предусмотрено изменение глубины погружения цилиндра в волновод [5]. При увеличении зазора между торцевой поверхностью цилиндра и широкой стенкой волновода резонансная частота ВДР смещается в сторону более высоких частот. Диапазон перестройки достигает 10% и более. Возможность перестройки резонансной частоты реализуется также в конструкции ВДР ЗВ, показанной на рис. 1.10,*г*, которая отличается от показанной на рис. 1.10,*а* тем, что со стороны одного из регулярных волноводов подключен короткозамыкающий плунжер [47]. Перемещение этого плунжера приводит к смещению резонансной частоты на несколько процентов. Эффективная перестройка частоты ВДР возможна в конструкциях резонаторов с ферритовыми вкладышами вместо диэлектрических. Изменяя напряженность внешнего поля подмагничивания, нетрудно реализовать резонатор с перестройкой резонансной частоты основного колебания в пределах до 20...30% [17, 18].

Уменьшение габаритных размеров и массы частотно-избирательных устройств с ВДР возможно путем использования конструкций ВДР ЗВ с двумя вырожденными ортогональными колебаниями [48]. При этом резонатор содержит отрезок квадратного запредельного волновода, в центре которого симметрично относительно его входа и выхода расположен диэлектрический вкладыш. Диэлектрическая проницаемость вкладыша и его размеры обеспечивают на участке заполнения режим распространения двух волн с взаимно перпендикулярной поляризацией. За-

полнение может быть полным или частичным. Существенно при этом то, чтобы оно было симметричным относительно сечения, проведенного под углом 45° к плоскости поляризации возбуждающей волны. Для возбуждения ВДР со стороны входа используется регулярный прямоугольный волновод с основной волной H_{10}. Для связи между ортогональными колебаниями применяют металлический винт, ось которого направлена вдоль диагонали квадрата поперечного сечения вкладыша. Этот винт расположен вблизи диэлектрического вкладыша и глубина его погружения в волновод определяет степень связи между ортогональными колебаниями. При этом поляризации волн на входе и выходе ВДР также ортогональны.

1.6. ПОКАЗАТЕЛИ КАЧЕСТВА РЕЗОНАТОРОВ

Для обоснования предпочтительных областей использования рассмотренных разновидностей диэлектрических резонаторов важно правильно сопоставить их основные параметры между собой и с традиционно применяемыми резонаторами других видов. Для решения этой задачи необходимо ввести ряд показателей качества, которые согласно принятым принципам [49] характеризуют способность конкретного технического изделия выполнять свои функции. Важнейшими функциями резонаторов являются: частотная фильтрация сигналов, стабилизация частоты источников сигналов, решение измерительных задач и др. Выполнение этих функций резонаторами зависит от ряда их параметров, которые мы назовем показателями качества (ПК) и будем приводить их к принятому [49] виду таким образом, чтобы значения ПК были неотрицательными и меньшие их значения соответствовали лучшему качеству резонансных устройств.

Введем в рассмотрение следующие показатели качества резонаторов:

1. Показатель, характеризующий собственную добротность резонаторов. Для всех колебательных систем принято различать [50] три вида добротностей: нагруженную $Q_н$, внешнюю $Q_{вн}$ и собственную Q_0, причем $Q^{-1}{}_н = Q^{-1}{}_0 + Q^{-1}{}_{вн}$. В самом общем виде добротность можно определить из энергетических представлений

$$Q = \frac{\omega W}{\sum\limits_j P_j}, \qquad (1.6)$$

где ω — круговая частота электромагнитных колебаний; W — энергия, запасенная во всем объеме колебательной системы, т. е. в случае ДР этот объем включает в себя как собственно образец диэлектрика, так и прилегающее к нему пространство, где существует электромагнитное поле колебательной системы; $\sum\limits_j P_j$ представляет собой сумму мощностей потерь энергии P_j колебательной системы, имеющей j областей.

Обычно различают два вида этих потерь: необратимые и обратимые. Необратимые потери связаны с преобразованием электромагнитной энергии в другие виды энергии, чаще всего в тепловую. Учет необратимых потерь приводит к понятию собственной добротности Q_0 колебательной системы. Обратимые потери, являющиеся частью $\sum_j P_j$, характерны переизлучением энергии электромагнитного поля резонатором и возвратом ее в цепь СВЧ, где она переносится к потребителям распространяющимися волнами в режиме вынужденных колебаний резонатора. При расположении ДР в свободном пространстве также имеет место излучение им электромагнитной энергии. Это излучение учитывается введением понятия радиационной добротности или добротности излучения диэлектрического резонатора.

На количественное значение собственной добротности ДР влияют следующие источники потерь: а) диэлектрические потери непосредственно в объеме образца используемого диэлектрика, оцениваемые параметром материала $\operatorname{tg}\delta$; б) потери, обусловленные рассеянием энергии в близлежащем к диэлектрическому элементу пространстве, где локализована электромагнитная энергия колебательной системы; в) потери, обусловленные конечной проводимостью металлических элементов, расположенных вблизи диэлектрика; г) потери из-за рассеяния электромагнитной энергии на различных микронеоднородностях и включениях в объеме диэлектрического элемента и на его поверхности; д) потери из-за преобразования энергии электромагнитного поля в энергию акустических колебаний [51] и др. Естественно, что не все перечисленные виды потерь в одинаковой мере влияют на добротность ДР различных видов. Так, например, для ДР АК с достаточно большим азимутальным индексом основную роль играют диэлектрические потери, оцениваемые параметром $\operatorname{tg}\delta$ материала. Для волноводно-диэлектрических резонаторов учет потерь в металлических поверхностях колебательной системы обязательно необходим (наряду с учетом потерь в диэлектрике). Потери, отмеченные в п. г, ощутимы в открытых сверхвысокодобротных лейкосапфировых резонаторах, требующих высокого качества обработки поверхности и тщательной ее очистки.

Обычно чем больше значение Q_0, тем лучше частотная избирательность и меньше вносимые потери устройств с ДР. Поэтому показатель качества, связанный с собственной добротностью, обозначим

$$K_{Q_0} = Q_0^{-1} \qquad (1.7)$$

2. Показатель, характеризующий густоту спектра колебаний резонатора. Особенностью диэлектрических СВЧ резонаторов как распределенных колебательных систем является их принципиальная многомодовость. Для различных конструкций ДР количество высших (по отношению к основному рабочему) типов колебаний и их положение по шкале частот существенно различно. Так, для

экранированного ДР с основным типом колебаний частотная расстройка до ближайшего высшего типа колебаний равна почти октавной полосе. В то же время наиболее густым спектром колебаний отличаются ДР АК (см. рис. 1.8), для которых с учетом принимаемых специальных мер по разрежению спектра удается увеличить расстройку между рядом расположенными резонансными частотами до значений порядка 15...35%.

Чем шире полоса частот, свободная от колебаний нерабочих типов, тем лучше качество конструкции ДР. Поэтому показатель качества, характеризующий диапазон одномодового режима

$$K_{\delta f} = \frac{f_{\text{р.р}}}{|f_{\text{р.р}} - f_{\text{н.р}}|}, \qquad (1.8)$$

где $f_{\text{р.р}}$ — резонансная частота рабочего колебания, т. е. колебания, используемого в качестве основного в конкретном устройстве с ДР, $f_{\text{н.р}}$ — резонансная частота ближайшего нерабочего колебания, т. е. колебания, ухудшающего частотную характеристику устройства с ДР и являющегося поэтому нежелательным. Этот показатель однозначно определяет степень одномодовости, если параметры нерабочего колебания (добротность $Q_{\text{н.р}}$, относительная амплитуда $A_{\text{н.р}}$) примерно такие же, как у рабочего (рис. 1.8). В противном случае можно рассматривать еще два ПК:

$$K_{Q\,\text{н.р}} = Q_{\text{н.р}}; \quad K_{A\,\text{н.р}} = A_{\text{н.р}}. \qquad (1.9);\ (1.10)$$

Чем меньше добротность $Q_{\text{н.р}}$ и относительная (по отношению к рабочему колебанию) амплитуда $A_{\text{н.р}}$ нерабочего колебания, тем лучше качество колебательной системы.

3. Показатель, характеризующий температурную стабильность резонансной частоты ДР, определим в виде

$$K_{Tf} = \text{ТК}f_{\text{р}} = \Delta f/(f_{\text{р}}\Delta T), \qquad (1.11)$$

где Δf — сдвиг резонансной частоты при изменении температуры ДР на ΔT; $f_{\text{р}}$ — значение резонансной частоты ДР. Обычно чем меньше температурный коэффициент резонансной частоты, тем лучше качество колебательной системы. Ранее уже отмечалось, что основной вклад в температурную нестабильность резонансной частоты ДР вносит изменение диэлектрической проницаемости материала. На рассматриваемый показатель качества также влияет температурное изменение линейных размеров резонатора.

4. Показатель, характеризующий температурную стабильность добротности резонатора, определим в виде

$$K_{TQ} = \text{ТК}Q_0 = \Delta Q_0/(Q_0\Delta T), \qquad (1.12)$$

где ΔT — изменение температуры, вызвавшее изменение собственной добротности ΔQ_0 резонатора. Практически этот показатель влияет на сохранность частотно-избирательных свойств и вносимых потерь колебательной системы при изменении температуры окружающей среды.

5. Показатель, характеризующий габаритные размеры резонатора, определим в виде

$$K_{г.а} = U_р, \qquad (1.13)$$

где $U_р$ — объем ДР. Для сопоставления резонаторов, работающих в различных диапазонах длин волн λ и на колебаниях различных типов, можно использовать относительную величину

$$K_{г.о} = U_р/\lambda^3. \qquad (1.14)$$

6. Показатели, характеризующие диапазон перестройки резонансной частоты и изменение при этом добротности ДР, определим в виде

$$K_{\Delta f} = \frac{f_{р.в} - f_{р.н}}{f_{р.в}}; \quad K_{\Delta Q} = \frac{Q_{макс} - Q_{мин}}{Q_{макс}}, \qquad (1,15); \ (1.16)$$

где $f_{р.в}$, $f_{р.н}$ — соответственно верхняя и нижняя резонансные частоты колебательной системы в диапазоне перестройки; $Q_{макс}$, $Q_{мин}$ — соответственно максимальное и минимальное значения собственной добротности резонатора в диапазоне перестройки его резонансной частоты.

К числу других показателей качества резонаторов можно отнести массу, стоимость, допустимый уровень рабочей мощности, технологичность, надежность, чувствительность к внешним воздействиям (вибрации и т. п.), электрогерметичность. В зависимости от конкретных условий и степени жесткости технических требований для обоснованного выбора конструкции необходимо учитывать 5 ... 15 показателей качества резонаторов. Сложность задачи выбора и оптимизации конструкции колебательной системы связана в первую очередь с тем, что между отдельными ПК существуют противоречия: попытки улучшить один из них приводят к ухудшению других ПК. Характер этих противоречий определяется физикой процессов и имеет свои особенности для рассмотренных выше разновидностей диэлектрических резонаторов.

Глава вторая

НИЗШИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОТКРЫТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Цилиндрические диэлектрические резонаторы получили более широкое практическое применение по сравнению с резонаторами других форм . К их важнейшим характеристикам относятся резонансные частоты, распределение электромагнитного поля и добротности различных типов колебаний. Строгое решение электродинамической задачи о собственных ко-

лебаниях ЦДР затруднено из-за наличия некоординатной открытой граничной поверхности с резкими изломами между средами с различными диэлектрическими проницаемостями, а также из-за необходимости учета дифракционных явлений при рассеянии волн на такой границе и излучения электромагнитной энергии во внешнее пространство.

В данной главе представлены результаты исследований характеристик однородного изотропного ЦДР в свободном пространстве. Основное внимание уделено исследованию $H_{01\delta}$-типа колебаний, которые наиболее часто используются при решении различных радиофизических задач.

2.1. ВИДЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ РЕЗОНАТОРОВ

Спектр собственных резонансных колебаний ЦДР состоит из азимутально-однородных (симметричных) и азимутально-неоднородных видов колебаний, отличающихся характером распределения электромагнитного поля. При условии азимутальной симметрии поля колебания однородного и изотропного ЦДР разделяются на H- и E-виды. В случае анизотропии материала дополнительным условием, необходимым для существования этих видов колебаний, является диагональность тензора диэлектрической проницаемости кристалла, оптическая ось которого совпадает с осью резонатора. Для симметричных колебаний ЦДР поля имеют лишь три составляющие, причем для колебаний H-вида отличны от нуля только продольная составляющая магнитного поля, а для колебаний E-вида продольная составляющая электрического поля.

При вариациях поля по азимуту резонансные колебания не могут быть разделены на колебания магнитного или электрического видов. Поэтому такие виды колебаний называются гибридными, так как характеризуются отличными от нуля шестью составляющими поля и имеют одновременно продольные составляющие магнитного и электрического полей.

Все виды колебаний ЦДР могут быть разделены на две группы. В первую группу входят симметричные колебания H- и гибридные колебания EH-видов, а во вторую — симметричные колебания E- и гибридные колебания HE-видов. Такое разделение обусловлено особенностями распределения полей различных видов колебаний. К первой группе отнесены колебания, которые имеют отличную от нуля (симметричные колебания) или преобладающую (гибридные колебания) вдоль оси симметрии резонатора составляющую магнитного поля. Для колебаний второй группы отличной от нуля (симметричные колебания) или преобладающей (гибридные колебания) вдоль оси резонатора является составляющая электрического поля. Для колебаний каждого вида (H, E, EH, HE) структура электромагнитного поля существенно различается как в поперечном, так и в продольном сечениях резонатора. Основными симметричными колебаниями ЦДР являются $H_{01\delta}$- и

$E_{01\delta}$-типы, причем $H_{01\delta}$-тип — низший. Из колебаний *HE*- и *EH*-видов низшим, представляющим интерес при решении практических задач, является $HE_{11\delta}$-тип колебаний.

2.2. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА СИММЕТРИЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ РЕЗОНАТОРА

Рассмотрим круглый ЦДР диаметром $D=2R$ и высотой L (рис. 2.1), изготовленный из однородного изотропного диэлектрического материала: $\varepsilon_p=\varepsilon_0(\varepsilon'_p-j\varepsilon''_p)$; $\mu_p=\mu_0(\mu'_p-j\mu''_p)$, где ε_0, μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума. Разместим резонатор в пространстве без потерь с относительной диэлектрической и магнитной проницаемостями $\varepsilon'_в$ и $\mu'_в$ при $\varepsilon''_в=0$, $\mu''_c=0$. Положим $\varepsilon'_p\gg 1$, $\varepsilon''_p\ll 1$; $\mu''_p\ll 1$; $\mu'_p\sim 1$, т. е. в резонаторе могут существовать свободные колебания с достаточно высокой собственной добротностью. При решении задачи воспользуемся цилиндрической системой координат с осью z, направленной вдоль оси резонатора и началом координат в его центре. Ограничимся рассмотрением колебаний ЦДР, поле которых не зависит от угловой координаты φ.

Определим собственные значения граничной задачи о свободных электромагнитных колебаниях ЦДР и соответствующие им собственные функции. Каждая из собственных функций описывает электромагнитное поле определенного типа колебаний резонатора, а собственное значение определяет его собственную частоту ω_ν, где ν — индекс типа колебаний (для открытых трехмерных колебательных систем индекс ν объединяет три индекса). Искомые электромагнитные поля должны удовлетворять граничным условиям сопряжения на границах сред с различными электрофизическими параметрами, иметь требуемую асимптотику на бесконечности и не иметь особенностей в области определения.

Следует отметить, что задача о собственных колебаниях ДР произвольной формы в свободном пространстве в общем случае, как и для открытых резонаторов других видов [73], относится к классу задач о нестационарных процессах. Потери в материале диэлектрика (при комплексных ε_p, μ_p) и сильная связь колебаний резонатора со свободным пространством вследствие излучения энергии приводит к тому, что резонансные частоты незначительно смещаются и свободные колебания затухают во времени. При условии малости потерь энергии собственные колебания резонатора с достаточно высокой степенью точности можно считать почти гармоническими. В связи с этими обстоятельствами для описания

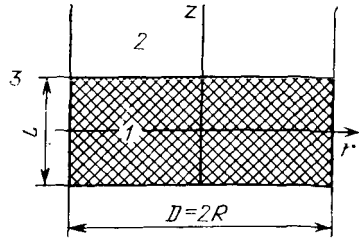


Рис. 2.1. Разбиение ЦДР и окружающего пространства на частичные области

резонансных явлений в такой квазистационарной колебательной системе вводится понятие комплексной собственной частоты $\omega_\nu = \omega'_\nu + j\omega''_\nu$, соответствующей ν-му типу колебаний. Здесь действительная часть ω'_ν определяет частоту собственного колебания, а мнимая ω''_ν характеризует степень затухания колебания во времени. Следовательно, для диэлектрического резонатора в свободном пространстве электромагнитное поле собственного колебания ν-типа зависит от времени по закону

$$\mathbf{E}_\nu(t) = \mathrm{Re}\{\mathbf{E}_\nu e^{j\omega_\nu t}\}, \quad \mathbf{H}_\nu(t) = \mathrm{Re}\{\mathbf{H}_\nu e^{j\omega_\nu t}\},$$

где ω_ν — комплексная собственная частота. Это позволяет вместо решения нестационарного волнового уравнения рассматривать решение однородных уравнений Гельмгольца относительно векторов поля $\mathbf{E}_\nu$ и $\mathbf{H}_\nu$, или эквивалентных им однородных уравнений Гельмгольца относительно магнитного $\Pi^{м}_\nu$ и электрического $\Pi^{э}_\nu$ векторов Герца *

$$\nabla^2 \Pi^{м,э} + k^2 \Pi^{м,э} = 0, \qquad (2.1)$$

где $k = \omega(\varepsilon_c \mu_c)^{1/2}$ — волновое число в среде с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_c и μ_c.

Общее решение уравнения (2.1) представляет собой пространственно стоячую волну, так как содержит возбуждаемую источником, размещенным в начале координат, бегущую волну, уходящую в бесконечность, и волну, приходящую из бесконечности. Однако, поскольку источники электромагнитного поля на бесконечности отсутствуют, то решение, содержащее приходящую из бесконечности волну, отбрасывается, как не соответствующее физической природе рассматриваемого явления. Второе решение однородного уравнения Гельмгольца, описывающее уходящую на бесконечность волну, должно удовлетворять условию излучения (условию Зоммерфельда), обеспечивающему единственность решения рассматриваемой задачи. Это условие для любого решения Ψ скалярного уравнения Гельмгольца записывается в виде предельного соотношения

$$\lim_{r\to\infty} \sqrt{r}\left(\frac{\partial \Psi}{\partial r} + j\,k\Psi\right) = 0$$

для двумерного пространства и

$$\lim_{r\to\infty} r\left(\frac{\partial \Psi}{\partial r} + j\,k\Psi\right) = 0$$

для трехмерного пространства. Отсюда следует, что на бесконечности выражения векторов электромагнитного поля должны иметь асимптотическую форму

$$\mathbf{E}, \mathbf{H} \sim e^{-jkr}/\sqrt{r} \quad \text{и} \quad \mathbf{E}, \mathbf{H} \sim e^{-jkr}/r$$

---

* Здесь и в дальнейшем векторы Герца, векторы поля и их составляющие по осям координат записываются для комплексных амплитуд ν-го типа колебаний, однако термин «комплексная амплитуда» и индекс ν везде опускается.

для двух и трех измерений соответственно, причем

$$\mathbf{H}=[\mathbf{r}_0, \mathbf{E}] \text{ и } (\mathbf{r}_0, \mathbf{E})=(\mathbf{r}_0, \mathbf{H})=0,$$

где $\mathbf{r}_0$ — единичный вектор в радиальном направлении. Отметим здесь следующее важное обстоятельство.

При подстановке в выражения комплексных амплитуд напряженностей поля собственного волнового числа $k=k'+jk''$ получаем, что амплитуда поля при удалении от резонатора экспоненциально возрастает. Это явление было отмечено Вайнштейном Л. А. и «является неизбежным следствием экспоненциального затухания поля при $t\to\infty$» [73]. Так как при $r\to\infty$ поле имеет характер сферической волны, распространяющейся на бесконечность, то амплитуда поля на сферической поверхности $R=\text{const}$ в момент времени $t=0$ определяется амплитудой колебаний в резонаторе в момент времени $t=-R/c$, которая для затухающих колебаний будет значительно больше, чем при $t=0$ (c — скорость света в среде, окружающей резонатор). С другой стороны, формирование сферической волны, распространяющейся в бесконечность, приводит к затуханию свободных колебаний, на возбуждение которых затрачена мощность конечного значения. Экспоненциальный рост электромагнитного поля при $r\to\infty$ и затухание свободных колебаний является характерной особенностью открытых трехмерных колебательных систем всех видов.

Решение в цилиндрической системе координат позволяет свести векторную задачу к скалярной, т. е. вместо уравнений (2.1) получить однородные уравнения Гельмгольца:

$$\nabla^2\Pi^{м}_z+k^2\Pi^{м}_z=0; \tag{2.2}$$

$$\nabla^2\Pi^{э}_z+k^2\Pi^{э}_z=0 \tag{2.3}$$

относительно двух скалярных функций — продольных составляющих магнитного $\Pi^{м}_z$ и электрического $\Pi^{э}_z$ векторов Герца. Так как форма граничной поверхности ЦДР обеспечивает разделение граничных условий для векторов Герца, то в данной колебательной системе возможно независимое существование симметричных H- и E-видов колебаний, отличающихся поляризацией полей.

Электромагнитное поле колебаний H-вида выражается через функцию $\Pi^{м}_z$ следующим образом [54]:

$$E_r=-j\omega\mu_c\frac{1}{r}\frac{\partial\Pi^{м}_z}{\partial\varphi};\quad E_\varphi=j\omega\mu_c\frac{\partial\Pi^{м}_z}{\partial r};$$

$$E_z=0;$$

$$H_r=\frac{\partial^2\Pi^{м}_z}{\partial r\,\partial z};\quad H_\varphi=\frac{1}{r}\frac{\partial^2\Pi^{м}_z}{\partial\varphi\,\partial z}; \tag{2.4}$$

$$H_z=\omega^2\varepsilon_c\mu_c\Pi^{м}_z+\frac{\partial^2\Pi^{м}_z}{\partial z^2},$$

а поле колебаний E-вида — через функцию $\Pi^э_z$:

$$H_r = j\omega\varepsilon_c \frac{1}{r}\frac{\partial \Pi^э_z}{\partial \varphi}; \quad H_\varphi = -j\omega\varepsilon_c \frac{\partial \Pi^э_z}{\partial r};$$

$$H_z = 0;$$

$$E_r = \frac{\partial^2 \Pi^э_z}{\partial r\, \partial z}; \quad E_\varphi = \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \Pi^э_z}{\partial \varphi\, \partial z}; \qquad (2.5)$$

$$E_z = \omega^2 \varepsilon_c \mu_c \Pi^э_z + \frac{\partial^2 \Pi^э_z}{\partial^2 z}.$$

Так как для симметричных колебаний ЦДР продольные составляющие векторов Герца $\Pi^м_z$ и $\Pi^э_z$ зависят от двух координат r и z, то для H-колебаний $E_r = 0$, $H_\varphi = 0$, а для E-колебаний $H_r = 0$, $E_\varphi = 0$.

Для азимутально-неоднородных видов колебаний ЦДР электромагнитное поле одновременно описывается электрическим и магнитным векторами Герца и составляющие электромагнитного поля резонатора определяются сложением соответствующих составляющих поля в выражениях (2.4) и (2.5).

На поверхностях раздела сред с различными электрофизическими параметрами при условии равенства нулю поверхностных плотностей заряда и тока должны выполняться следующие граничные условия для векторов поля:

$$\left.\begin{aligned} (\varepsilon_1 \mathbf{E}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{E}_2)\,\mathbf{n}_0 = 0, \; [\mathbf{n}_0, \; (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1)] = 0, \\ (\mu_1 \mathbf{H}_1 - \mu_2 \mathbf{H}_2)\,\mathbf{n}_0 = 0, \; [\mathbf{n}_0, \; (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)] = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (2.6)$$

где $\mathbf{n}_0$ — единичный вектор нормали к поверхности раздела сред, направленный из среды *1* в среду *2*.

Вследствие симметрии колебательной системы относительно плоскости $z = 0$ можно ограничиться нахождением решений уравнений (2.2) и (2.3) в полупространстве $z \geqslant 0$. В этом случае граничные условия на плоскости симметрии для четных колебаний H-вида должны соответствовать магнитной ($\mathbf{H}_\tau = 0$), а для нечетных — электрической стенке ($\mathbf{E}_\tau = 0$). Для колебаний E-вида соответствующей четности граничные условия для полей в плоскости $z = 0$ будут иметь противоположный характер (для четных колебаний — $\mathbf{E}_\tau = 0$, для нечетных — $\mathbf{H}_\tau = 0$). Здесь $\mathbf{E}_\tau$ и $\mathbf{H}_\tau$ — векторы касательных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей на плоскости симметрии.

Для решения задачи определения электромагнитных полей H- и E-колебаний ЦДР в свободном пространстве и нахождения характеристических уравнений, описывающих его резонансные свойства, воспользуемся методом частичных областей (МЧО). Разобьем область $z \geqslant 0$ на три частичные области (рис. 2.1): *1* — $0 \leqslant z \leqslant z_0$, $0 \leqslant r \leqslant R$; *2* — $z_0 < z < \infty$, $0 \leqslant r \leqslant R$; *3* — $0 \leqslant z < \infty$, $r > R$ ($z_0 = L/2$). Рассмотрим $H(E)$-тип колебаний определенной четности с частотой ω. Электромагнитное поле в каждой частичной области

представим в виде разложения в непрерывный спектр парциальных цилиндрических волн. В качестве переменной интегрирования в областях *1* и *2* выберем поперечное волновое число β, а во внешней области *3* — продольное волновое число h. Такой выбор обусловлен тем, что среда в области *3* в направлении оси z является однородной, а в областях *1* и *2* — слоисто-однородной с плоской границей $z=z_0$. Связь между продольными и поперечными волновыми числами дается следующими соотношениями:

$$\beta^2=(k^2_0\varepsilon_p\mu_p-\beta^2_{1z})^{1/2}=(k^2_0\varepsilon'_в\mu'_в-\beta^2_{2z})^{1/2};$$

$$g=(k^2_0\varepsilon'_в\mu'_в-h^2)^{1/2},$$

где $k_0=\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ — волновое число в свободном пространстве; β_{1z}, β_{2z}, h — продольные волновые числа в областях *1*, *2* и *3* соответственно, g — поперечное волновое число в области *3*.

Искомые продольные составляющие магнитного $\Pi^м_z$ и электрического $\Pi^э_z$ векторов Герца, удовлетворяющие однородным уравнениям Гельмгольца (2.2) и (2.3), представим в виде

$$\left.\begin{aligned}
\Pi^{м,э}_{1z}&=\int_0^\infty A^{ч,н}_{м,э}(\beta)\,J_0(\beta r)\{\cos\beta_{1z}z;\ \sin\beta_{1z}z\}\,d\beta;\\
\Pi^{м,э}_{2z}&=\int_0^\infty J_0(\beta r)\,[B^{ч,н}_{м,э}(\beta)\,e^{j\beta_{2z}(z-z_0)}+C^{ч,н}_{м,э}(\beta)\,e^{-j\beta_{2z}(z-z_0)}]\\
\Pi^{м,э}_{3z}&=\int_0^\infty D^{ч,н}_{м,э}(\beta)\,H^{(2)}_0(gr)\{\cos hz;\ \sin hz\}\,dh,
\end{aligned}\right\}\qquad(2.7)$$

где $A^{ч,н}_{м,э}(\beta)$, $B^{ч,н}_{м,э}(\beta)$, $C^{ч,н}_{м,ч}(\beta)$, $D^{ч,н}_{м,э}(h)$ — спектральные плотности амплитуд электромагнитного поля в выделенных частичных областях (индексами «м» и «э» обозначены спектральные амплитуды для магнитных и электрических типов колебаний, а «ч» и «н» — четные и нечетные колебания соответственно); J_0, $H_0^{(2)}$ — функция Бесселя первого рода и Ганкеля второго рода нулевого порядка. Функциональные зависимости в фигурных скобках от координаты z в виде $\cos\beta_{1z}z$, $\cos hz$ необходимо использовать при расчете полей четных, а $\sin\beta_{1z}z$, $\sin hz$ — при расчете полей нечетных типов колебаний ЦДР.

Составляющие электромагнитного поля резонатора определим подстановкой выражений (2.7) в соотношения (2.4) и (2.5). Приравнивая тангенциальные составляющие поля на граничной поверхности $z=z_0$ $(0\leqslant r\leqslant R)$, определяем спектральные плотности $B^{ч,н}_{м,э}(\beta)$ и $C^{ч,н}_{м,э}(\beta)$ распределений полей H- и E-видов колебаний в области 2, выраженные через спектральную плотность $A^{ч,н}_{м,э}(\beta)$ распределения поля в объеме резонатора $(0\leqslant r\leqslant R;\ 0\leqslant z\leqslant z_0)$:

$$B^{ч}_{м,э}(\beta)=\{\tilde{\mu};\tilde{\varepsilon}\}\,A^{ч}_{м,э}(\beta)\,F^{(+)}_{м,э}(\beta)/2;$$

$$C^{ч}_{м,э}(\beta)=\{\tilde{\mu};\tilde{\varepsilon}\}\,A^{н}_{м,э}(\beta)\,F^{(+)}_{м,э}(\beta)/2$$

для четного колебания и

$$B^{\text{н}}_{\text{м,э}}(\beta) = \{\tilde{\mu};\ \tilde{\varepsilon}\}\, A^{\text{н}}_{\text{м,э}}(\beta)\, \Phi^{(-)}_{\text{м,э}}(\beta)/2;$$

$$C^{\text{н}}_{\text{м,э}}(\beta) = \{\tilde{\mu};\ \tilde{\varepsilon}\}\, A^{\text{н}}_{\text{м,э}}(\beta)\, \Phi^{(-)}_{\text{м,э}}(\beta)/2$$

для нечетного колебания. В выражениях (2.8) и (2.9) коэффициенты $\tilde{\mu}=\mu_{\text{р}}/\mu_{\text{в}}$, $\tilde{\varepsilon}=\varepsilon_{\text{р}}/\varepsilon_{\text{в}}$ необходимо использовать при рассмотрении H- или E-вида колебаний ЦДР соответственно, а функции $F^{(\pm)}{}_{\text{м,э}}(\beta)$ и $\Phi^{(\pm)}{}_{\text{м,э}}(\beta)$ определяются соотношениями

$$F^{(\pm)}_{\text{м,э}}(\beta) = \cos\beta_{1z} z_0 \pm j\frac{\beta_{1z}}{\beta_{2z}}\sin\beta_{1z} z_0;$$

$$\Phi^{(\pm)}_{\text{м,э}}(\beta) = \sin\beta_{1z} z_0 \pm j\frac{\beta_{1z}}{\beta_{2z}}\cos\beta_{1z} z_0,$$

в которых знаки (+) и (—) соответствуют знакам перед вторыми слагаемыми.

Далее, для нахождения спектральных плотностей $D^{\text{ч,н}}_{\text{м}}(h)$ и $D^{\text{ч,н}}_{\text{э}}(h)$ приравниваем при $r=R$ тангенциальные составляющие поля E_φ (H-вид колебаний) и H_φ (E-вид колебаний). Затем, воспользовавшись условиями ортогональности функций $\cos hz$ и $\cos h'z$ (четные колебания), $\sin hz$ и $\sin h'z$ (нечетные колебания) на интервале $0\leqslant z<\infty$, получим

$$D^{\text{ч,н}}_{\text{м,э}}(h) = \frac{2}{\pi}\,\frac{\tilde{\mu}}{g\,H_0^{(2)'}(ga)}\int_0^\infty \beta A^{\text{ч,н}}_{\text{м}}(\beta)\, J'_0(\beta R)\, U^{\text{ч,н}}_{E\varphi}(\beta, h)\, d\beta; \qquad (2.8)$$

$$D^{\text{ч,н}}_{\text{э}}(h) = \frac{2}{\pi}\,\frac{\tilde{\varepsilon}}{g\,H_0^{(2)'}(ga)}\int_0^\infty \beta A^{\text{ч,н}}_{\text{э}}(\beta)\, J'_0(\beta R)\, U^{\text{ч,н}}_{H\varphi}(\beta, h)\, d\beta; \qquad (2.9)$$

где

$$\{U^{\text{ч}}_{E\varphi}(\beta, h);\ U^{\text{н}}_{E\varphi}(\beta, h)\} = \int_0^\infty \{u^{\text{ч}}_{E\varphi}(\beta, z)\cos hz;\ u^{\text{н}}_{E\varphi}(\beta, z)\sin hz\}\, dz;$$

$$\{U^{\text{н}}_{H\varphi}(\beta, h);\ U^{\text{н}}_{H\varphi}(\beta, h)\} = \int_0^\infty \{u^{\text{ч}}_{H\varphi}(\beta, z)\cos hz;\ u^{\text{н}}_{H\varphi}(\beta, z)\sin hz\}\, dz;$$

$$\{u^{\text{ч}}_{E\varphi}(\beta, z);\ u^{\text{н}}_{E\varphi}(\beta, z)\} = \begin{cases} \{\cos\beta_{1z} z;\ \sin\beta_{1z} z\} \text{ для } 0\leqslant z\leqslant z_0; \\ \dfrac{1}{2}\left[\{F^{(+)}_{\text{м}}(\beta);\ \Phi^{(-)}_{\text{м}}(\beta)\}\, e^{j\beta_{2z}(z-z_0)} + \right. \\ \left. + \{F^{(-)}_{\text{м}}(\beta);\ \Phi^{(+)}_{\text{м}}(\beta)\}\, e^{-j\beta_{2z}(z-z_0)}\right] \\ \text{для } z_0\leqslant z<\infty; \end{cases}$$

$$\{u^{\text{ч}}_{H\varphi}(\beta, z);\ u^{\text{н}}_{H\varphi}(\beta, z)\} = \begin{cases} \{\cos\beta_z z;\ \sin\beta_{1z} z\} \text{ для } 0\leqslant z\leqslant z_0; \\ \dfrac{1}{2}\left[\{F^{(+)}_{\text{э}}(\beta);\ \Phi^{(-)}_{\text{э}}(\beta)\}\, e^{j\beta_{2z}(z-z_0)} + \right. \\ \left. + \{F^{(-)}_{\text{э}}(\beta);\ \Phi^{(+)}_{\text{э}}(\beta)\}\, e^{-j\beta_{2z}(z-z_0)}\right] \\ \text{для } z_0\leqslant z<\infty, \end{cases}$$

знак $'$ — производные цилиндрических функций по всему аргументу.

Требование непрерывности тангенциальных составляющих H_z и E_z электромагнитных полей H- и E-видов колебаний ЦДР на границе $r=R$ $(0\leqslant z<\infty)$ с учетом выражений (2.8) и (2.9) приводит к двум уравнениям:

$$\int_0^\infty \beta^2 A_{\text{м}}^{\text{ч,н}}(\beta)\, J_0(\beta R)\{u_{Hz}^{\text{ч}}(\beta, z);\ u_{Hz}^{\text{н}}(\beta, z)\}\, d\beta =$$

$$= \tilde{\mu}\,\frac{2}{\pi}\int_0^\infty\int_0^\infty \frac{gH_0^{(2)}(gR)}{H_0^{(2)\prime}(gR)}\,\beta A_{\text{м}}^{\text{ч,н}}(\beta)\, J_0'(\beta R)\{U_{E\varphi}^{\text{ч}}(\beta, h)\cos hz;$$

$$U_{E\varphi}^{\text{н}}(\beta, h)\sin hz\}\, d\beta\, dh; \qquad (2.10)$$

$$\int_0^\infty \beta^2 A_{\text{э}}^{\text{ч,н}}(\beta)\, J_0(\beta R)\{u_{Ez}^{\text{ч}}(\beta, z);\ u_{Ez}^{\text{н}}(\beta, z)\}\, d\beta =$$

$$= \tilde{\varepsilon}\,\frac{2}{\pi}\int_0^\infty\int_0^\infty \frac{gH_0^{(2)}(gR)}{H_0^{(2)\prime}(gR)}\,\beta A_{\text{э}}^{\text{ч,н}}(\beta)\, J_0'(\beta R)\{U_{H\varphi}^{\text{ч}}(\beta, h)\cos hz;$$

$$U_{H\varphi}^{\text{н}}(\beta, h)\sin hz\}\, d\beta, dh, \qquad (2.11)$$

где $u_{Hz}^{\text{ч,н}}(\beta, z)=\tilde{\mu}(z)\cdot u_{E\varphi}^{\text{ч,н}}(\beta, z)$; $u_{Ez}^{\text{ч,н}}(\beta, z)=\tilde{\varepsilon}(z)\cdot u_{H\varphi}^{\text{ч,н}}(\beta, z)$

и

$$\{\tilde{\mu}(z);\tilde{\varepsilon}(z)\}=\begin{cases}1 & \text{для } 0\leqslant z\leqslant z_0\\ \{\tilde{\mu};\tilde{\varepsilon}\} & \text{для } z_0<z<\infty.\end{cases}$$

Для упрощения уравнений (2.10) и (2.11) полагаем, что потери в материале резонатора отсутствуют $(\operatorname{tg}\delta_{\text{эр}}=\varepsilon''_{\text{р}}/\varepsilon'_{\text{р}}=0$; $\operatorname{tg}\delta_{\mu\text{р}}=\mu''_{\text{р}}/\mu'_{\text{р}}=0)$, а потери на излучение энергии за период колебаний пренебрежимо малы. По аналогии со сферическим диэлектрическим резонатором можно предположить, что последнее допущение выполняется тем лучше, чем больше относительная диэлектрическая проницаемость резонатора $\varepsilon'_{\text{р}}$. Следовательно, собственные функции, описывающие квазистационарные колебания ЦДР, будут при $\omega''\to 0$ стремиться в пределе к собственным функциям, описывающим стационарные колебания резонатора с нулевыми радиационными потерями. На основании результатов анализа собственных колебаний открытых резонаторов [72] можно заключить, что для колебания ν-го типа ЦДР с низкими и нулевыми радиационными потерями с точки зрения их резонансных свойств различаются несущественно, несмотря на то, что оба состояния описываются различными по виду собственными функциями. В приближении неизлучающего ЦДР собственные функции описывают поля, убывающие при удалении от резонатора быстрее, чем $1/\rho$ $(\rho=r^2+z^2)^{1/2}$ и, следовательно, локализованные вблизи резонатора. Для ЦДР с радиационным излучением собственные функции образуют непрерывный спектр. Поля резонатора в этом случае содержат как составляющие, убывающие быстрее чем $1/\rho$,

так и быстрые волны, которые формируют на бесконечности сферическую волну.

Перечисленные обстоятельства позволяют при $\omega''\to 0$ в вычислениях скалярных произведений функций непрерывного спектра, зависящих от z, при различных значениях β, а также их норм пренебречь волнами, бегущими на бесконечность. Нетрудно видеть, что для ограниченности в пространстве функций типа $u^{\text{ч,н}}_{E\Phi}(\beta, z)$, $u^{\text{ч,н}}_{H\Phi}(\beta, z)$ необходимо, чтобы поперечные волновые числа β удовлетворяли уравнению $F^{(+)}{}_{\text{м,э}}(\beta)=0$ для четного колебания резонатора и $\Phi^{(-)}{}_{\text{м,э}}(\beta)=0$ для нечетного колебания, причем вычисление квадратного корня в выражении $\beta_{2z}=\sqrt{k^2_0\varepsilon'_{\text{в}}\mu'_{\text{в}}-\beta^2}$ должно выполняться таким образом, что $\operatorname{Im}\beta_{2z}<0$. При этом условии поле пространственных гармоник будет экспоненциально убывать при $z\to\infty$.

Умножим правую и левую части уравнений (2.10) и (2.11) на функции $u^{\text{ч,н}}_{E\Phi}(\beta', z)$ и $u^{\text{ч,н}}_{H\Phi}(\beta, z)$ соответственно и выполним интегрирование по z в интервале от 0 до ∞. Воспользовавшись ортогональностью функций $u^{\text{ч,н}}_{E\Phi}(\beta', z)$ и $u^{\text{ч,н}}_{Hz}(\beta, z)$, $u^{\text{ч,н}}_{H\Phi}(\beta', z)$ и $u^{\text{ч,н}}_{Ez}(\beta, z)$ в обобщенном смысле при $\beta=\beta'$, в результате получим два независимых интегральных уравнения Фредгольма второго рода относительно спектральных плотностей $A^{\text{ч,н}}_{\text{м}}(\beta)$ и $A^{\text{ч,н}}_{\text{э}}(\beta)$:

$$\beta'^2 A^{\text{ч,н}}_{\text{м}}(\beta')\,\mathcal{Y}_0(\beta' R)\{u^{\text{ч}}_{\text{м}}(\beta');\ u^{\text{н}}_{\text{м}}(\beta')\} -$$

$$-\tilde{\mu}\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \beta A^{\text{ч,н}}_{\text{м}}(\beta)\,\mathcal{Y}'_0(\beta R)\{K^{\text{ч}}_{\text{м}}(\beta,\beta');\ K^{\text{н}}_{\text{м}}(\beta,\beta')\}\,d\beta=0; \qquad (2.12)$$

$$\beta'^2 A^{\text{ч,н}}_{\text{э}}(\beta')\,\mathcal{Y}_0(\beta' R)\{u^{\text{ч}}_{\text{э}}(\beta');\ u^{\text{н}}_{\text{э}}(\beta')\} -$$

$$-\tilde{\varepsilon}\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \beta A^{\text{ч,н}}_{\text{э}}(\beta)\,\mathcal{Y}'_0(\beta R)\{K^{\text{ч}}_{\text{э}}(\beta,\beta');\ K^{\text{н}}_{\text{э}}(\beta,\beta')\}\,d\beta=0, \qquad (2.13)$$

где

$$K^{\text{ч,н}}_{\text{м}}(\beta,\beta')=\int_0^\infty \frac{gH^{(2)}_0(gR)}{H^{(2)'}(gR)}\{U^{\text{ч}}_{E\text{ч}}(\beta,h)\,U^{\text{ч}}_{E\Phi}(\beta',h);$$

$$U^{\text{н}}_{E\Phi}(\beta,h)\,U^{\text{н}}_{E\Phi}(\beta',h)\}\,dh;$$

$$K^{\text{ч,н}}_{\text{э}}(\beta,\beta')=\int_0^\infty \frac{gH^{(2)}_0(gR)}{H^{(2)'}_0(gR)}\{U^{\text{ч}}_{H\Phi}(\beta,h)\,U^{\text{ч}}_{H\Phi}(\beta',h);$$

$$U^{\text{н}}_{H\Phi}(\beta,h)\,U^{\text{н}}_{H\Phi}(\beta',h)\}\,dh;$$

$$\{u^{\text{ч}}_{\text{м}}(\beta');\ u^{\text{н}}_{\text{м}}(\beta')\}=\int_0^\infty\{u^{\text{ч}}_{Hz}(\beta',z)\,u^{\text{ч}}_{E\Phi}(\beta' z);\ u^{\text{н}}_{Hz}(\beta',z)\,u^{\text{н}}_{E\Phi}(\beta',z)\}\,dz;$$

$$\{u^{\text{ч}}_{\text{э}}(\beta');\ u^{\text{н}}_{\text{э}}(\beta')\}=\int_0^\infty\{u^{\text{ч}}_{Ez}(\beta',z)\,u^{\text{ч}}_{H\Phi}(\beta',z);\ u^{\text{н}}_{Ez}(\beta',z)\,u^{\text{н}}_{H\Phi}(\beta',z)\}\,dz.$$

Следует также отметить, что вследствие принятой асимптотики поля при $r\to\infty$ в ядрах $K_{м}^{ч,н}(\beta, \beta')$, $K_{э}^{ч,н}(\beta, \beta')$ при интегрировании по h необходимо пренебречь быстрыми волнами ($h<k_0\sqrt{\varepsilon'_{в}\mu'_{в}}$) в области *3*, т. е. вкладом интегралов для $h\in[0;\ k_0\sqrt{\varepsilon'_{в}\mu'_{в}}]$.

Приближенное решение уравнений (2.12) и (2.13) может быть получено, если предположить, что электромагнитное поле в областях над торцевыми поверхностями резонатора и в объеме диэлектрика аппроксимируется одной цилиндрической волной $H(E)$-типа. Нетрудно убедиться, что в одноволновом приближении поле в этих областях описывается функциями, соответствующими дискретному спектру собственных симметричных колебаний для одноволновой (волноводной) модели ЦДР [20]. Функции $u_{E\varphi}^{ч,н}(\beta, z)$, $u_{H\varphi}^{ч,н}(\beta, z)$ описывают распределение поля вдоль оси z в меридиональном сечении резонатора и совпадают с собственными функциями дискретной части спектра волн плоского диэлектрического слоя с параметрами $\varepsilon'_{р}$, $\mu'_{р}$ и толщиной L [53]. Они определяются соотношениями:

$$u_{E\varphi}^{ч}(\beta, z)=u_{H\varphi}^{ч}(\beta, z)=\begin{cases}\cos\beta_{1z}z & \text{для } 0\leqslant z\leqslant z_0,\\ \cos\beta_{1z}z_0\,e^{-\beta_{2z}(z-z_0)} & \text{для } z_0\leqslant z<\infty;\end{cases}$$

$$u_{E\varphi}^{н}(\beta, z)=u_{H\varphi}^{н}(\beta, z)=\begin{cases}\sin\beta_{1z}z & \text{для } 0\leqslant z\leqslant z_0,\\ \sin\beta_{1z}z_0\,e^{-\beta_{2z}(z-z_0)} & \text{для } z_0\leqslant z<\infty.\end{cases}$$

При этих допущениях из интегральных уравнений (2.12) и (2.13) следуют характеристические уравнения, описывающие резонансные свойства ЦДР с симметричными колебаниями [52]:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\beta\mathcal{J}_0(\beta R)}{\mathcal{J}'_0(\beta R)}\{u_{м}^{ч}(\beta);\ u_{м}^{н}(\beta)\}-\\ &-\tilde{\mu}\frac{2}{\pi}\int\limits_{k_0\sqrt{\varepsilon'_{в}\mu'_{в}}}^{\infty}\frac{gH_0^{(2)}(gR)}{H_0^{(2)'}(gR)}\{U_{E\varphi}^{ч}(\beta, h);\ U_{E\varphi}^{н}(\beta, h)\}^2\,dh=0;\\ &\tilde{\mu}\beta_{2z}-\beta_{1z}\{\operatorname{tg}\beta_{1z}z_0;\ -\operatorname{ctg}\beta_{1z}z_0\}=0\end{aligned}\right\}\quad(2.14)$$

для H-вида колебаний и

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\beta\mathcal{J}_0(\beta R)}{\mathcal{J}'_0(\beta R)}\{u_{э}^{ч}(\beta);\ u_{э}^{н}(\beta)\}-\\ &-\tilde{\varepsilon}\frac{2}{\pi}\int\limits_{k_0\sqrt{\varepsilon'_{в}\mu'_{в}}}^{\infty}\frac{gH_0^{(2)}(gR)}{H_0^{(2)'}(gR)}\{U_{H\varphi}^{ч}(\beta, h);\ U_{H\varphi}^{н}(\beta, h)\}^2\,dh=0;\\ &\tilde{\varepsilon}\beta_{2z}-\beta_{1z}\{\operatorname{tg}\beta_{1z}z_0;\ -\operatorname{ctg}\beta_{1z}z_0\}=0\end{aligned}\right\}\quad(2.15)$$

для E-вида колебаний. В приведенных соотношениях $\beta_{2z}=(\beta^2-k^2_0\varepsilon'_{в}\mu'_{в})^{1/2}$, а функции $u_{м}^{ч,н}(\beta)$, $u_{э}^{ч,н}(\beta)$, $U_{E\varphi}^{ч,н}(\beta, h)$, $U_{H\varphi}^{ч,н}(\beta, h)$ равны

$$\{u_{\text{м}}^{\text{ч}}(\beta);\, u_{\text{э}}^{\text{ч}}(\beta)\} = \frac{1}{2\beta_{1z}}\left(\beta_{1z}z_0 + \frac{\sin 2\beta_{1z}z_0}{2} + \{\hat{\mu};\, \tilde{\varepsilon}\}\frac{\beta_{1z}}{\beta_{2z}}\cos^2\beta_{1z}z_0\right);$$

$$\{u_{\text{м}}^{\text{н}}(\beta);\, u_{\text{э}}^{\text{н}}(\beta)\} = \frac{1}{2\beta_{1z}}\left(\beta_{1z}z_0 - \frac{\sin 2\beta_{1z}z_0}{2} + \{\hat{\mu};\, \tilde{\varepsilon}\}\frac{\beta_{1z}}{\beta_{2z}}\sin^2\beta_{1z}z_0\right);$$

$$U_{E\varphi}^{\text{ч}}(\beta, h) = \frac{\beta_{1z}\sin\beta_{1z}z_0\cos hz_0 - h\cos\beta_{1z}z_0\sin hz_0}{\beta_{1z}^2 - h^2} -$$

$$-\cos\beta_{1z}z_0\frac{h\sin hz_0 - \beta_{2z}\cos hz_0}{\beta_{2z}^2 + h^2};$$

$$U_{E\varphi}^{\text{н}}(\beta, h) = \frac{h\cos\beta_{1z}z_0\sin hz_0 - \beta_{1z}\sin\beta_{1z}z_0\cos hz_0}{\beta_{1z}^2 - h^2} +$$

$$+\sin\beta_{1z}z_0\frac{h\cos hz_0 + \beta_{2z}\sin hz_0}{\beta_{2z}^2 + h^2}.$$

Вычисление соответствующих интегралов для колебаний E-вида показывает, что

$$U_{H\varphi}^{\text{ч}}(\beta,\ h) = U_{E\varphi}^{\text{ч}}(\beta,\ h),\ U_{H\varphi}^{\text{н}}(\beta,\ h) = U_{E\varphi}^{\text{н}}(\beta,\ h).$$

Так как $g^2 < 0$, то в подынтегральных выражениях уравнений (2.14) и (2.15) можно осуществить переход от функций Ганкеля комплексного аргумента к функциям Макдональда действительного аргумента.

Таким образом, пренебрежение излучением резонатора и трансформацией волн при дифракции поля на сложной граничной поверхности ЦДР, приводящей к возникновению непрерывного спектра волн в областях *1* и *2*, позволяет свести задачу к решению систем нелинейных трансцедентных уравнений. Существенной особенностью решения является то, что поле в области *3* представляется в виде непрерывного спектра парциальных цилиндрических волн, возникающего при дифракции одноволнового поля на поверхности $r = R$, ограничивающей области с кусочно-однородным заполнением. Данное приближение формулируется в дальнейшем как дифракционное приближение в предложенной электродинамической модели ЦДР.

2.3. РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ

Характеристические уравнения (2.14) и (2.15) определяют действительные собственные значения колебательной системы без потерь. Их решение в общем случае не может быть получено в аналитическом виде. Поэтому при изменении параметров ЦДР в широких областях, представляющих интерес для решения практических задач, собственные значения находятся численно с помощью ЭВМ. С целью сокращения числа независимых переменных введем приведенные параметры резонатора $\xi_{\text{д}} = Df$, $(f = \omega/2\pi)$, $\eta = L/D$ и рассмотрим функциональные (дисперсионные) зависимости $\xi_{\text{д}}(\eta)$ для различных значений $\varepsilon'_{\text{р}}$. При расчетах полагается, что диэлек-

трическая проницаемость внешней среды равна ε_0, а магнитные проницаемости всех сред — μ_0.

Численный анализ характеристических уравнений при указанных допущениях показывает, что их решения образуют бесконечную последовательность действительных собственных значений, соответствующих различным симметричным четным (нечетным) H_{0nl} и E_{0nl}-типам колебаний, отличающихся собственными функциями, т. е. распределением поля в поперечном и продольном сечениях резонатора. Здесь для их классификации введена следующая система индексов: первый из них соответствует порядку цилиндрической функции; второй — порядку корня характеристического уравнения, соответствующего возрастанию внутреннего поперечного волнового числа; третий — порядку корня характеристического уравнения в порядке возрастания продольного волнового числа (по аналогии с диэлектрической пластиной [54] значения $l=0, 2, 4, \ldots$ соответствуют четным, а значения $l=1, 3, 5, \ldots$ — нечетным колебаниям; при $l=0$ вместо индекса «0» используем общепринятый индекс «δ»).

Расчеты дисперсионных зависимостей приведенных параметров для четных (нечетных) основных и высших H- и E-типов колебаний ЦДР в свободном пространстве выполнены для ряда дискретных значений относительной диэлектрической проницаемости материала, изменяющейся в области от 16 до 10^3, и $\eta\in[0{,}2;\ 4]$.

При численном решении характеристических уравнений (2.14) и (2.15) необходимо находить значения несобственных интегралов

$$\left\{K_{\text{м}}^{\text{ч,н}}(\beta);\quad K_{\text{э}}^{\text{ч,н}}(\beta)\right\}=\int\limits_{k_0}^{\infty}\left\{f_{\text{м}}^{\text{ч,н}}(\beta,\ h);\quad f_{\text{э}}^{\text{ч,н}}(\beta,\ h)\right\}dh, \tag{2.16}$$

в которых подынтегральные функции $f_{\text{м,э}}^{\text{ч,н}}(\beta,\ h)$ определяются выражениями

$$\left\{f_{\text{м}}^{\text{ч,н}}(\beta,\ h);\ f_{\text{э}}^{\text{ч,н}}(\beta,\ h)\right\}=\frac{gK_0(gR)}{K_1(gR)}\left\{U_{E\varphi}^{\text{ч,н}}(\beta,\ h);\ U_{H\varphi}^{\text{ч,н}}(\beta,\ h)\right\}^2,$$

где K_0, K_1 — функции Макдональда нулевого и первого порядков.

Приведем результаты исследования поведения функций $U_{E\varphi}(\beta,\ h)$, $U_{H\varphi}(\beta,\ h)$, $f_{\text{м,э}}(\beta,\ h)$ для четных $H_{01\,\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний ЦДР при изменении аргумента h и различных значений β и $\xi^{\text{м}}_{\text{д}}$, соответствующих параметрам $\eta=0{,}2$; 0,4; 0,8 ($\varepsilon'_{\text{р}}=\text{const}$) и удовлетворяющих характеристическим уравнениям.

Функция $U_{E\varphi}(\beta,\ h)$ при изменении переменной h в области $[k_0,\ \infty)$ и заданных значениях β, $\xi^{\text{м}}_{\text{д}}$, η является знакопеременной и имеет затухающий характер. При увеличении соотношения L/D количество экстремумов в рассматриваемой конечной области изменения h увеличивается. Функция $f_{\text{м}}(\beta,\ h)$ является непрерывной, положительно определенной для $h\in[k_0,\ \infty)$ и ограничений, причем для $h\to\infty$ $f_{\text{м}}(\beta,\ h)=O(1/h_3)$. Благодаря этим свойствам функции $f_{\text{м}}(\beta,\ h)$ интеграл $K_{\text{м}}(\beta)$ ограничен сверху и, следовательно, сходится. Поэтому для его вычисления может быть использована любая из квадратурных формул, в частности формула Симпсона. Необходимо отметить, что при практическом воплощении метода Симпсона характер поведения подынтегральной функции накладывает ограничения на выбор шага в формуле Симпсона,

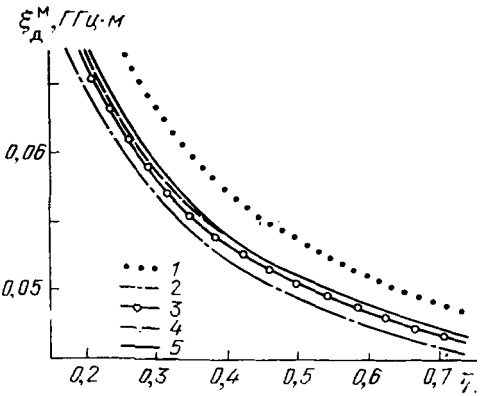


Рис. 2.2. Иллюстрация сходимости приближенных решений $\xi^{м}_{д}(\eta)$ характеристического уравнения для $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР с $\varepsilon'_{р}=36{,}4$:
1 — расчет для одноволновой модели резонатора; *2* — при $\tilde{h}_{в}=4$; *3* — $\tilde{h}_{в}=8$; *4* — $\tilde{h}_{в}=12$; *5* — $\tilde{h}_{в}=30$

который при фиксированном значении верхнего предела $h=20/D$ интеграла (2.16) и $\eta\approx 1{,}2$ определяется методом двойного пересчета и равен $\Delta h=0{,}4/D$. Такой выбор шага позволяет находить значения интегралов с относительной погрешностью, не превышающей 10^{-4}.

При численном интегрировании выбор верхней границы области непрерывного спектра цилиндрических волн поля дифракции в области *3* проводился по оценке скорости сходимости интегральных сумм, а также сходимости последовательности приближенных решений $X_{м}(h_{м})$ характеристических уравнений к точному решению после M последовательных шагов по параметру h в порядке их возрастания для $\eta\in[0{,}2;\ 1{,}2]$. В нашем случае решения характеристических уравнений в M-приближении находились при значениях интегральных сумм с верхними граничными значениями переменных, которые определялись соотношением $h_{м}=M/D$, где $M=1, 2, 3, \ldots$ За точные принимались решения, для которых $M=30$ и $M=50$ для $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний соответственно.

Процесс сходимости последовательности приближенных решений характеристического уравнения (2.14) к точному решению для $H_{01\delta}$-типа колебаний показан на рис. 2.2 в виде зависимостей $\xi^{м}_{д}(\eta)$ для различных значений параметра $\tilde{h}_{в}=hD$ при $\varepsilon'_{р}=\text{const}$. Как видно из рисунка, при уменьшении параметра η для достижения заданной точности решения необходимо увеличивать верхнюю границу области интегрирования. Физически это соответствует требованию увеличения ширины спектральной области поля дифракции, в частности учета при уменьшении высоты резонатора более высоких его спектральных составляющих во внешней области. При увеличении η заданная точность решения характеристического уравнения может быть достигнута при меньших значениях верхней границы области интегрирования $h_{в}$.

Из проведенного анализа следует, что при практической реализации алгоритма численного решения характеристического уравнения для $\varepsilon'_{р}\geqslant 16$ в качестве верхней границы области интегрирования достаточно использовать величину, определяемую соотношением

$$h_{в}=\begin{cases} E[10(1-\eta)+12]/D & \text{для } 0{,}2\leqslant\eta\leqslant 1,\\ 12/D & \text{для } \eta>1,\end{cases} \qquad (2.17)$$

где через E [ ] обозначена целая часть числа. В этом случае погрешность решения характеристического уравнения относительно внутреннего поперечного волнового числа β и параметра η при заданных величинах $\varepsilon^{м}_{д}$ и $\varepsilon'_{р}$ составляет $(1\ldots 3)\cdot 10^{-3}$ для $\eta\in[0{,}2;\ 1]$, причем общей тенденцией является уменьшение погрешности при возрастании η.

Для $E_{01\delta}$-типа колебаний отметим особенности в поведении функций $U_{H\Phi}(\beta, h)$ и $K_э(\beta)$, обусловленные различием поляризации составляющих электрического поля ЦДР. В отличие от функции $U_{E\Phi}(\beta, h)$ количество нулей функции $U_{H\Phi}(\beta, h)$ при увеличении отношения L/D уменьшается в одной и той же области изменения $\bar{h}$, а ее экстремальные значения убывают медленнее, чем для функции $U_{E\Phi}(\beta, h)$. Вследствие этого для достижения заданной точности вычисления интеграла $K_э(\beta)$ необходимо в 2...3 раза увеличить значение верхнего предела области интегрирования по сравнению со случаем вычисления интегралов $K_м(\beta)$ для $H_{01\delta}$-типа колебаний при равных значениях η и $\varepsilon'_р$. Медленная сходимость интеграла $K_э(\beta)$ обусловлена скачком E_z-составляющей поля резонатора на границах $z=\pm L/2$. Поэтому в представлении поля в области *3* необходимо учитывать при сшивании полей на границе $r=R$ достаточно широкую область спектральных составляющих поля дифракции. Однако несмотря на это из расчетов следует, что для получения решений характеристических уравнений с точностью, меньшей $3\cdot10^{-3}$, и сокращения времени счета в каждой точке можно ограничиться при вычислении $K_э(\beta)$ значением верхней границы области интегрирования такого же порядка, как и для $H_{01\delta}$-типа колебаний (см. формулу (2.17)). Незначительное влияние погрешности вычисления интеграла $K_э(\beta)$ на точность расчета дисперсионной зависимости $\xi^э_д(\eta)$ обусловлено наличием множителя $\varepsilon'_р \gg 1$ в характеристическом уравнении (2.15).

Найденные значения шага и верхних границ областей интегрирования в формуле Симпсона могут быть также использованы при расчете дисперсионных кривых для нечетных и высших $H_{0n\delta}$ и $E_{0n\delta}$ ($n=2, 3, ...$) типов колебаний ЦДР.

***H*-вид колебаний.** На рис. 2.3 показаны расчетные зависимости $\xi^м_д(\eta)$ для четных и нечетных $H_{01\delta}$-типов колебаний ЦДР при $\varepsilon_р=39$ и 80. Как видно, все кривые для различных значений $\varepsilon'_р$ имеют однотипный характер изменения параметра $\xi^м_д$ при изменении η. При увеличении η производная $\partial\xi^м_д/\partial\eta$ стремится к нулю и каждая из кривых $\xi^м_д(\eta)$, соответствующая определенному типу колебаний, асимптотически стремится к критическому значению $\xi^м_{д.кр}$, зависящему от $\varepsilon'_р$ и индекса n. При уменьшении η величина $\partial\xi^м_д/\partial\eta$ стремится к бесконечности, что указывает на высокую чувствительность резонансной частоты ЦДР к изменениям его геометрических размеров для значений $\eta \lesssim 0{,}2$.

Сопоставление графических зависимостей $\xi^м_д(\eta)$ с аналогичными зависимостями, приведенными в работах [55, 56], показывает, что в рассматриваемой области изменения параметра η дисперсионные кривые в дифракционном приближении лежат примерно посредине между кривыми, найденными в одноволновом $\xi^м_о(\eta)$ и с магнитной стенкой $\xi^м_{м.с}(\eta)$ приближениях (кривые *2* и *1* на рис. 2.3 соответственно). Характерно, что при $\eta>1$ зависимости $\xi^м_д(\eta)$ несколько приближаются к соответствующим зависимостям $\xi^м_о(\eta)$. Различия между указанными дисперсионными кривыми в основном зависят от параметра η и несущественно от $\varepsilon'_р$ ($n=\text{const}$). Для модели ЦДР с магнитной боковой стенкой относительные погрешности $(\xi^м_д-\xi^м_{м.с})/\xi^м_д$ для $H_{01\delta}$-типа колебаний при $\varepsilon'_р=36{,}4$

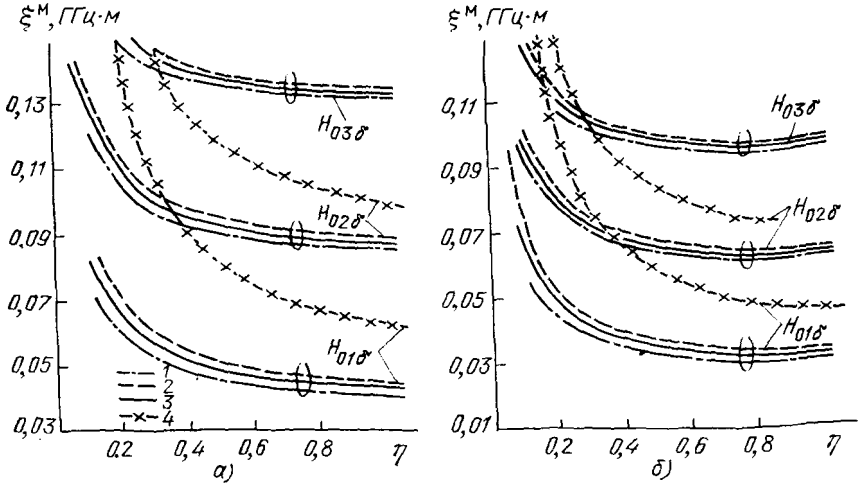


Рис. 2.3. Зависимости приведенного параметра $\xi^{м}_{д}$ от величины η для низших $H_{0n\delta}$-типов ($n=1, 2, 3$) колебаний ЦДР с относительной диэлектрической проницаемостью 39 (*а*) и 80 (*б*):

1 — модель ЦДР с «магнитной» боковой стенкой; *2* — одноволновая и *3* — дифракционная модели резонатора; *4* — нечетные типы колебаний в дифракционном приближении

составляют, %:8,6; 7,2 и 6,2 для $\eta=0{,}2$; 0,4 и 0,7 соответственно. Для одноволновой модели относительные погрешности $(\xi^{м}_{о}-\xi^{м}_{д})/\xi^{м}_{д}$ равны, %: 8,7; 6,4 и 4,8 при тех же значениях $\varepsilon'_{р}$ и η. При увеличении порядка типа колебаний, как следует из рис. 2.3, указанные различия между дисперсионными зависимостями уменьшаются.

Таблица 2.1

Тип колебаний	Форма резонатора	η	$\frac{\xi_2}{\xi_1}$	$\frac{\xi_3}{\xi_2}$	$\frac{\xi_4}{\xi_3}$
H	1	0,4 0,6 1,0	1,85 1,92 2,0	1,47 1,5 1,54	1,305 1,33 1,35
	2	—	2,0	1,5	1,33
E	1	0,4 0,6 1,0	1,47 1,62 1,7	1,35 1,4 1,41	— — —
	2	—	1,7	1,4	1,28

Примечание. 1 — цилиндрический; 2 — сферический.

Расчетные значения отношений приведенных параметров $\xi^{м}_{д}$ (резонансных частот) двух смежных типов колебаний с индексами n и $n+1$ при $\eta=\text{const}$ являются постоянными и не зависят от $\varepsilon'_{р}$ (табл. 2.1). Сравнение этих данных с аналогичными отношениями для соответствующих по конфигурации полей колебаний сферического резонатора [57] показывает, что при $\eta \approx 1$ спектры симметричных H-колебаний ЦДР и диэлектрической сферы идентичны.

Введем для дифракционной модели ЦДР внешнее эффективное поперечное волновое число $g_{эф}=[k^2_0(\varepsilon'_{р}-1)-\beta^2]^{1/2}$ и рассмотрим зависимости приведенных поперечных волновых чисел $p=\beta D$ и $s=g_{эф}D$ от приведенного диаметра резонатора $\tilde{D}=\xi^{м}_{д}(\varepsilon'_{р}-1)^{1/2}$.

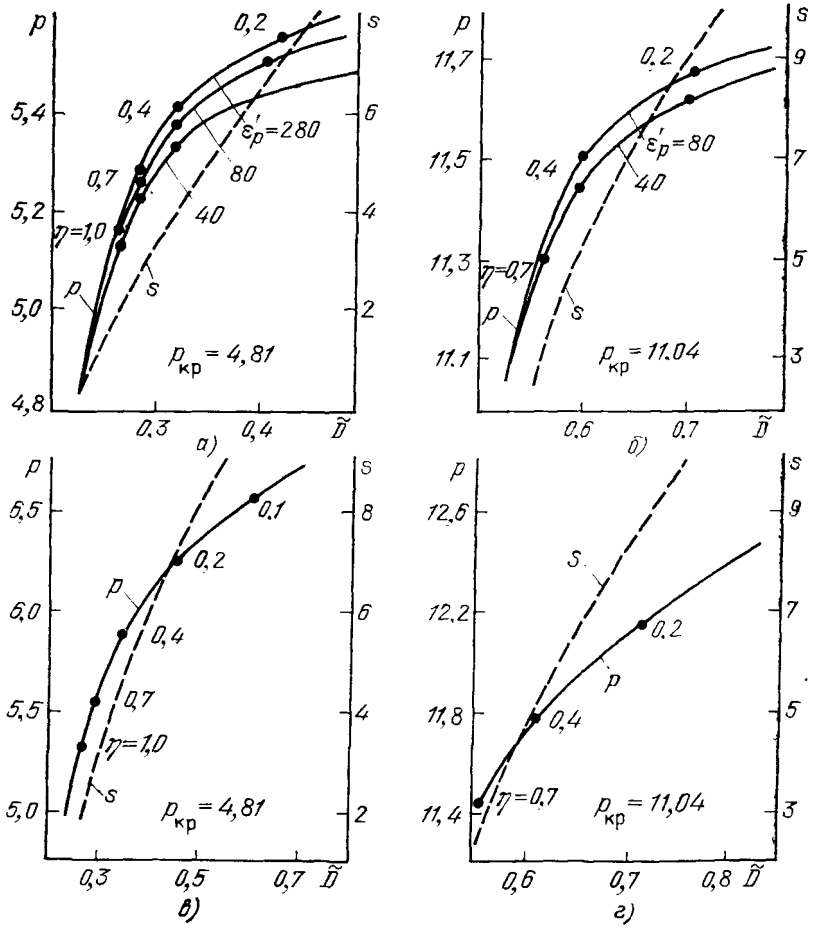


Рис. 2.4. Зависимости приведенных поперечных волновых чисел для $H_{01\delta}$ и $H_{02\delta}$-типов колебаний от приведенного диаметра ЦДР в дифракционном (*а, б*) и одноволновом (*в, г*) приближениях

Графические зависимости $p(\bar{D})$ и $s(\bar{D})$ в дифракционном и одноволновом приближении для низших симметричных $H_{0n\delta}$-типов колебаний ($n=1, 2$) приведены на рис. 2.4 соответственно. Из них следует, что при увеличении параметра η (некоторые значения $\eta=\text{const}$ указаны на кривых точками) величина p уменьшается и в пределе $\eta\to\infty$ стремится к критическим значениям, которые находятся из решения уравнения $\mathcal{J}_0(p_{кр}/2)=0$ и соответствуют граничному условию для тангенциальных составляющих поля на боковой поверхности, как на магнитной стенке.

Следует отметить некоторые особенности кривых $p(\bar{D})$ и $s(\bar{D})$. Для дифракционной модели ЦДР приведенные поперечные волновые числа p и s при $D=\text{const}$ зависят от величины $\varepsilon'_р$, причем для кривых $s(\bar{D})$ эти зависимости проявляются очень слабо. Поэтому на рис. 2.4 в качестве примера приведена зависимость $s(\bar{D})$ только для $\varepsilon'_р=40$. Для кривых $p(\bar{D})$ различия возрастают при уменьшении $\varepsilon'_р$ и η, причем если $\varepsilon'_р\to\infty$, то кривые асимптотически стремятся к предельной кривой $p_\infty(\bar{D})$. Эти особенности зависимостей $p(\bar{D})$ и $s(\bar{D})$ могут быть использованы для построения простых аппроксимационных соотношений, позволяющих существенно упростить расчеты параметров резонаторов [143]. Для сравнения на рис. 2.4,*в*, *г* показаны зависимости $p(\bar{D})$ и $s(\bar{D})$ для $H_{0n\delta}$-типов колебаний ($n=1, 2$) ЦДР, полученные в одноволновом приближении. Из них следует, что, как и для диэлектрического волновода (ДВ) [40], кривые $p(\bar{D})$ и $s(\bar{D})$ не зависят от $\varepsilon'_р$ резонатора. Существенно, что при равных условиях значения p для дифракционной модели ЦДР меньше, чем для одноволновой.

Результаты численного решения характеристического уравнения в виде зависимости параметра k_0R от η при различных значениях относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon'_р$ резонатора для $H_{01\delta}$-типа колебаний представлены в табл. 2.2. Эти результаты могут быть использованы как при расчете резонаторов с $H_{01\delta}$-типом колебаний, так и при определении относительной диэлектрической проницаемости материалов ($\varepsilon'_р\gg1$) методом ЦДР в волноводе стандартного сечения при слабой связи. Предположим, что необходимо рассчитать ЦДР с параметрами: $\varepsilon'_р=35$, $f_р=4$ ГГц и $\eta=0{,}4$. Из таблицы следует, что для такого резонатора величина $k_0R=0{,}584$. Диаметр резонатора находится из соотношения $D=95{,}493\ (k_0R)/f_р=13{,}94$ мм, $L=D\eta=5{,}59$ мм. Для резонатора с $\varepsilon'_р=80$ имеем: $k_0R=0{,}389$; $D=9{,}29$ мм и $L=3{,}71$ мм. При расчете резонаторов с промежуточными значениями параметров η и $\varepsilon'_р$ необходимо воспользоваться графическими зависимостями, построенными предварительно по данным табл. 2.2.

Представляет интерес сравнение данных численного расчета параметров k_0R, приведенных в табл. 2.2, с аналогичными результатами, полученными для модели ЦДР [58], в которой для описания поля в объеме диэлектрика и в окружающем пространстве учитывалось несколько сферических гармоник. Такое сравнение показывает, что резонансные частоты, рассчитанные изложенным

методом для многоволновой модели резонатора, несколько выше (при $\eta=1$ $k_0R=0{,}476$ для $\varepsilon'_р=35$; $k_0R=0{,}298$ для $\varepsilon'_р=88$ [58] и $k_0R=0{,}477$ для $\varepsilon'_р=35$; $k_0R=0{,}301$ для $\varepsilon'_р=88$ [52]). Из табл. 2.2 следует, что зависимости частотного параметра $\xi^м_д\sqrt{\varepsilon'_р}$ от η имеют асимптотический характер при увеличении $\varepsilon'_р$. Для возрастающей последовательности $\varepsilon'_р$ все кривые стремятся к предельной кривой $\xi^м_д(\eta)\sqrt{\varepsilon'_{р\infty}}$, с которой хорошо согласуются результаты численного решения граничной задачи методом малых возмущений в предельном случае $\varepsilon'_р\to\infty$ [59].

Анализ численных решений характеристического уравнения (2.14) показывает, что относительная погрешность определения диэлектрической проницаемости резонатора $\Delta\varepsilon'_р/\varepsilon'_р\simeq 0{,}028$ приводит к погрешности определения параметра $\xi^м_д$ для $H_{01\delta}$-типа колебаний, равной $\Delta\xi^м_д/\xi^м_д=0{,}011\ldots 0{,}014$ и $0{,}013\ldots 0{,}016$ для $\varepsilon'_р=36$ и 82 соответственно при изменении параметра η от 0,2 до 1. Погрешность измерения геометрических размеров $\Delta\eta/\eta=0{,}01$ влечет погрешность $\Delta\xi^м_д/\xi^м_д=0{,}02\ldots 0{,}03$ при изменении η в той же области ($\varepsilon'_р=36\ldots 100$).

На рис. 2.5 приведены расчетные зависимости $\xi^м_д(\eta)$ и экспериментальные данные для $H_{01\delta}$-типа колебаний резонаторов, изготовленных из различных диэлектрических материалов. Сопоставление показывает, что между ними имеется достаточно хорошее соответствие. Погрешности расчета $(\xi^м_{эксп}-\xi^м_д)/\xi^м_д$ составляют примерно 1,5% ($\eta\approx 0{,}2$) и 1% ($\eta\approx 0{,}4$) для $\varepsilon'_р\geqslant 36$. По мере увеличения $\varepsilon'_р$ погрешность расчета несколько уменьшается. Указанные различия между расчетными и экспериментальными данными обусловлены погрешностями эксперимента, погрешностями определения величины $\varepsilon'_р$ ($<1\%$), которая используется в расчетах.

Таблица 2.2

$\varepsilon'_р$	k_0R								
	$\eta=0{,}2$	$\eta=0{,}25$	$\eta=0{,}3$	$\eta=0{,}35$	$\eta=0{,}4$	$\eta=0{,}45$	$\eta=0{,}6$	$\eta=0{,}8$	$\eta=1{,}0$
30	0,784	0,727	0,685	0,654	0,629	0,609	0,567	0,533	0,511
35	0,728	0,675	0,636	0,607	0,584	0,565	0,526	0,494	0,477
40	0,683	0,633	0,596	0,569	0,547	0,530	0,492	0,463	0,444
45	0,645	0,598	0,563	0,537	0,517	0,500	0,465	0,437	0,419
50	0,613	0,568	0,535	0,510	0,491	0,475	0,442	0,415	0,398
55	0,586	0,542	0,511	0,487	0,468	0,453	0,421	0,396	0,380
60	0,561	0,520	0,489	0,467	0,449	0,434	0,404	0,379	0,364
65	0,539	0,500	0,471	0,449	0,431	0,418	0,388	0,365	0,350
70	0,521	0,482	0,454	0,433	0,416	0,402	0,374	0,351	0,337
75	0,504	0,466	0,439	0,418	0,402	0,389	0,362	0,340	0,326
80	0,487	0,451	0,426	0,405	0,389	0,377	0,350	0,329	0,316
85	0,474	0,438	0,412	0,393	0,378	0,366	0,340	0,319	0,306
90	0,460	0,426	0,401	0,382	0,367	0,355	0,330	0,311	0,298
100	0,438	0,404	0,381	0,363	0,349	0,337	0,314	0,294	0,283

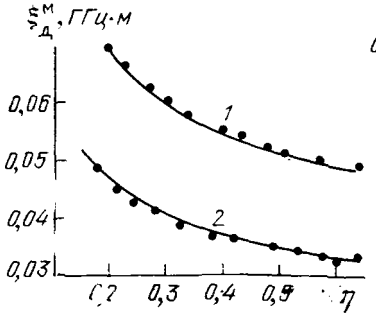


Рис. 2.5. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (отмечены точками) зависимости $\xi^{м}_{д}(\eta)$ для $H_{01\delta}$-колебания ЦДР:
1 — $\varepsilon'_{р}=36{,}4$; *2* — $\varepsilon'_{р}=82$

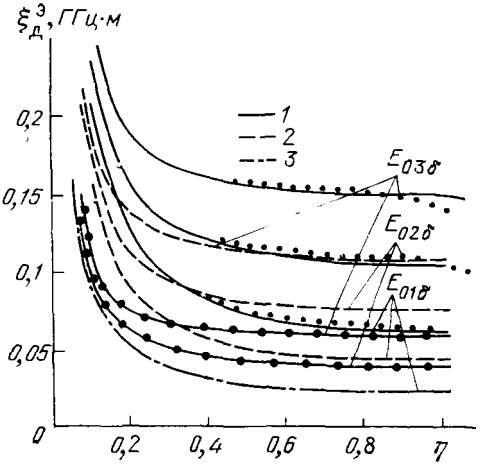


Рис. 2.6. Зависимости приведенного параметра $\xi^{э}_{д}$ от величины η для низших $E_{0n\delta}$-типов колебаний ($n=1, 2, 3$) ЦДР при различных относительных диэлектрических проницаемостях:
1 — $\varepsilon'_{р}=40$; *2* — $\varepsilon'_{р}=80$; *3* — $\varepsilon'_{р}=270$; точками обозначены результаты расчета для $\varepsilon'_{р}=40$ в одноволновом приближении

а также теми допущениями, которые позволили свести решение интегрального уравнения (2.12) к более простой задаче.

Заметим, что измеренные значения частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР в свободном пространстве, которые приведены на рис. 2.5, ниже соответствующих значений частоты, измеренных в волноводе стандартного сечения при слабой связи (погрешность измерения частоты составляет $\pm 0{,}005\%$). Различие между ними в 3-см диапазоне длин волн равно 0,8 ... 1 % для $\eta=0{,}4$ и 0,5 и возрастает до 2,3% для $\eta=0{,}3$ при $\varepsilon'_{р}=36{,}4$. С увеличением $\varepsilon'_{р}$ указанное различие уменьшается и равно примерно 0,16% для $\varepsilon'_{р}=85$ и практически несущественно для $\varepsilon'_{р}=105$ при $\eta=0{,}3$.

***E*-вид колебаний.** Решение характеристического уравнения (2.15) в виде зависимостей $\xi^{э}_{д}(\eta)$ для нескольких низших $E_{0n\delta}$-типов ($n=1, 2, 3$) колебаний ЦДР при $\varepsilon'_{р}=40$, 80 и 370 приведены на рис. 2.6. Как видно, характер поведения дисперсионных кривых $\xi^{э}_{д}(\eta)$ для электрических типов колебаний при изменении параметра η в области от 0,1 до 1 не отличается от характера ранее рассмотренных кривых $\xi^{м}_{д}(\eta)$ для магнитных типов колебаний. Однако при $\varepsilon'_{р}$, $\eta=\text{const}$ величина $\left.\frac{\partial \xi^{э}_{д}}{\partial \eta}\right|_{E_{01\delta}}$ больше $\left.\frac{\partial \xi^{м}_{д}}{\partial \eta}\right|_{H_{01\delta}}$ примерно в два раза. Для $\eta=\text{const}$ крутизна кривых $\xi^{э}_{д}(\eta)$ уменьшается при увеличении $\varepsilon'_{р}$ и порядка типа колебаний n. Отношения приведенных параметров $\xi^{э}_{д\,n+1}$ и $\xi^{э}_{дn}$ для двух смежных типов колебаний, отличающихся индексом n, не зависят от $\varepsilon'_{р}$ и яв-

ляются константами, которые при $\eta \to 1$ стремятся к значениям, характерным для сферического резонатора (см. табл. 2.1).

Сопоставление дисперсионных кривых $\xi^э_о(\eta)$ и $\xi^э_д(\eta)$ для различных значений $\varepsilon'_р$ и индекса типа колебаний n показывает, что в общем случае $\xi^э_о(\eta) > \xi^э_д(\eta)$ для $\eta < \eta_к$ и $\xi^э_о(\eta) < \xi^э_д(\eta)$ для $\eta > \eta_к$, где $\eta_к$ — характерное для данного типа колебаний значение параметра η, при котором $\xi^э_о = \xi^э_д$, возрастающее при увеличении $\varepsilon'_р$ (n=const) и уменьшении n ($\varepsilon'_р$=const) (см. рис. 2.6). Различие между этими кривыми $\delta\xi^э = [\xi^э_о(\eta) - \xi^э_д(\eta)]/\xi^э_д(\eta)$ для $\eta < \eta_к$ уменьшается при увеличении порядка типа колебаний, относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon'_р$ и уменьшении η. Для $E_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР с $\varepsilon_р = 36 \ldots 40$ величина $\delta\xi^э$ составляет примерно 0,016 при $\eta = 1{,}0$ и 0,002 при $\eta = 0{,}4$ ($\eta_к \approx 1{,}3$), а для $E_{03\delta}$-типа колебаний — $\delta\xi^э \leqslant 0{,}01$ ($\eta \approx 0{,}76$; $\eta_к \approx 0{,}88$).

На рис. 2.7 показаны зависимости приведенных поперечных волновых чисел от приведенного диаметра $\tilde{D}$ резонатора для одноволновой и дифракционной моделей ЦДР при $\varepsilon'_р = 40$, 80 (зависимость $s(\tilde{D})$ приведена только для $\varepsilon'_р = 40$). Из них следует, что при изменении η в широкой области значений приведенное поперечное волновое число p изменяется в сравнительно узкой области, примыкающей снизу к значениям $p_{кр} = \mu_{0n}$, которые являются решениями уравнения $J_1(\mu_{0n}/2) = 0$. Как и для магнитных типов колебаний кривые $p(\tilde{D})$ для дифракционной модели лежат ниже кривых $p(\tilde{D})$, полученных для одноволновой модели ЦДР.

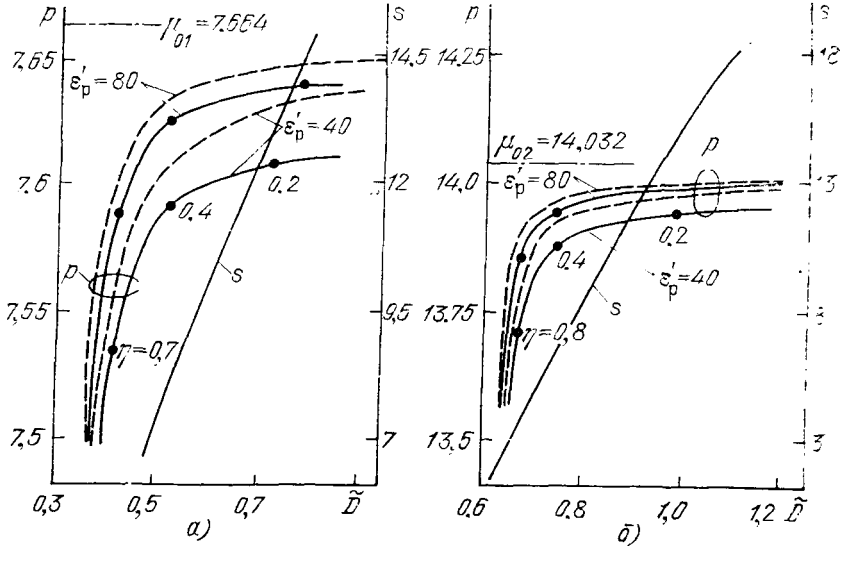


Рис. 2.7. Зависимости приведенных поперечных волновых чисел для $E_{01\delta}$- и $E_{02\delta}$-типов (*а* и *б*) колебаний от приведенного диаметра ЦДР в дифракционном (———) и одноволновом (— — —) приближениях

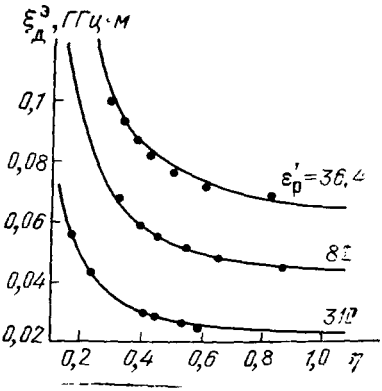


Рис. 2.8. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (отмечены точками) зависимости $\xi^э_д(\eta)$ для $E_{01\delta}$-типов колебания ЦДР

Сравнение теоретических зависимостей $\xi^э_д(\eta)$ с экспериментальными данными для цилиндрических резонаторов, изготовленных из материалов с относительными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon'_р = 36{,}4$, 82 и 310 иллюстрируются рисунком 2.8. Как видно, экспериментальные и теоретические результаты хорошо согласуются между собой. Различия между ними составляют менее 0,5%. Заметим, что при экспериментальных измерениях частоты резонатор размещался в волноводе и открытом пространстве вблизи оси линии передачи и ориентировался так, что его ось была параллельна вектору **E** возбуждающего поля. Исследования показывают, что резонансная частота ЦДР, измеренная в волноводе, меньше резонансной частоты, измеренной в открытом пространстве. Различие между ними возрастает при уменьшении параметров η и $\varepsilon'_р$. Для $\varepsilon'_р = 36 \ldots 37$ величина $\Delta f/f_р$ составляет около 0,3% при $\eta = 0{,}5$ и возрастает до 0,6% при $\eta = 0{,}25$.

2.4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Продольные составляющие магнитного и электрического векторов Герца (2.7) в дифракционном приближении для симметричных типов колебаний ЦДР определяются выражениями:

$$\left.\begin{aligned}
\Pi^{м,э}_{1z} &= A^{ч,н}_{м,э}\,\mathcal{J}_0(\beta r)\{\cos\beta_{1z}z;\quad \sin\beta_{1z}z\};\\
\Pi^{м,э}_{2z} &= B^{ч,н}_{м,э}\,\mathcal{J}_0(\beta r)\,e^{-\beta_{2z}(z-z_0)};\\
\Pi^{м,э}_{3z} &= \int_{k_0}^{\infty} D^{ч,н}_{м,э}(h)\,K_0(gr)\{\cos hz;\ \sin hz\}\,dh.
\end{aligned}\right\} \qquad (2.18)$$

Подставляя (2.18) в соотношения (2.4), (2.5), определим составляющие электромагнитного поля четных $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний ЦДР:

$H_{01\delta}$- тип колебаний:

$$E_{1\varphi} = -j\omega\mu_0 H_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta r)\cos\beta_{1z}z;$$
$$H_{1r} = \beta_{1z} H_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta r)\sin\beta_{1z}z;$$
$$H_{1z} = \beta^2 H_0 \mathcal{J}_0(\beta r)\cos\beta_{1z}z;$$

$$E_{2\varphi} = -j\omega\mu_0 H_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta r)\cos\beta_{1z}z_0\, e^{-\beta_{2z}(z-z_0)};$$
$$H_{2r} = \beta_{2z} H_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta r)\cos\beta_{1z}z_0\, e^{-\beta_{2z}(z-z_0)};$$

$$H_{2z} = \beta^2 H_0 \mathcal{J}_0(\beta r) \cos \beta_{1z} z_0 \, e^{-\beta_{2z}(z-z_0)};$$

$$E_{3\varphi} = -j\omega\mu_0 \frac{2}{\pi} H_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta R) \int_{k_0}^{\infty} \frac{K_1(gr)}{K_1(gR)} U_{E\varphi}(\beta, h) \cos hz \, dh;$$

$$H_{3r} = \frac{2}{\pi} H_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta R) \int_{k_0}^{\infty} h \frac{K_1(gr)}{K_1(gR)} U_{E\varphi}(\beta, h) \sin hz dz;$$

$$H_{3z} = -\frac{2}{\pi} H_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta R) \int_{k_0}^{\infty} g \frac{K_0(gr)}{K_1(gR)} U_{E\varphi}(\beta, h) \cos hz dh;$$

$E_{01\delta}$-тип колебаний:

$$H_{1\varphi} = j\omega\varepsilon_0 \varepsilon'_p E_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta r) \cos \beta_{1z} z;$$

$$E_{1r} = \beta_{1z} E_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta r) \sin \beta_{1z} z;$$

$$E_{1z} = \beta^2 E_0 \mathcal{J}_0(\beta r) \cos \beta_{1z} z;$$

$$H_{2\varphi} = j\omega\varepsilon_0 \varepsilon'_p E_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta r) \cos \beta_{1z} z_0 \, e^{-\beta_{2z}(z-z_0)};$$

$$E_{2r} = \beta_{2z} \varepsilon'_p E_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta r) \cos \beta_{1z} z_0 \, e^{-\beta_{2z}(z-z_0)};$$

$$E_{2z} = \beta^2 \varepsilon'_p \mathcal{J}_0(\beta r) \cos \beta_{1z} z_0 \, e^{-\beta_{2z}(z-z_0)};$$

$$H_{3\varphi} = j\omega\varepsilon_0 \varepsilon'_p \frac{2}{\pi} E_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta R) \int_{k_0}^{\infty} \frac{K_1(gr)}{K_1(gR)} U_{H\varphi}(\beta, h) \cos hz dh;$$

$$E_{3r} = \frac{2}{\pi} \varepsilon'_p E_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta R) \int_{k_0}^{\infty} h \frac{K_1(gr)}{K_1(gR)} U_{H\varphi}(\beta, h) \sin hz dh;$$

$$E_{3z} = -\frac{2}{\pi} \varepsilon'_p E_0 \beta \mathcal{J}_1(\beta R) \int_{k_0}^{\infty} g \frac{K_0(gr)}{K_1(gR)} U_{H\varphi}(\beta, h) \cos hz dh,$$

где H_0, E_0 — амплитудные коэффициенты.

Используя эти соотношения, исследуем распределение электромагнитных полей $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний в продольном и поперечном сечениях ЦДР при изменении параметра η для $\varepsilon'_p = \text{const}$, $\omega = \text{const}$. Амплитудные значения поля H_0 и E_0 в объеме резонатора принимаем равными единице.

На рис. 2.9 и 2.10 приведены результаты численного анализа функциональных зависимостей $\bar{H}_z = H_z/\beta^2$, $\bar{H}_r = H_r/\beta\beta_{1z}$ ($H_{01\delta}$-тип колебаний) и $\bar{E}_z = E_z/\beta^2$, $H_\varphi = |H_\varphi|/\varepsilon_0\varepsilon'_p\omega\beta$, $\bar{E}_r = E_r/\beta\beta_{1z}$ ($E_{01\delta}$-тип колебаний) от нормированных координат $z' = z/z_0$ и $r' = r/R$. Функции $\bar{H}_r(z')$, $\bar{E}_r(z')$, $\bar{H}_\varphi(z')$ вычислены при $r' = 1/2$; $\bar{H}_z(z')$, $\bar{E}_z(z')$ — при $r' = 0$; $\bar{H}_z(r')$, $\bar{E}_z(r')$ — при $z' = 0$; $\bar{H}_r(r')$, $\bar{E}_r(r')$ — при $z' = 1$; $\bar{H}_\varphi(r')$ — при $z' = 0$. Зависимости $\bar{E}_\varphi(z')$ и $\bar{E}_\varphi(r')$ не показаны, так как $\bar{E}_\varphi(z') \sim \bar{H}_z(z')$ для $r' > 0$ и $\bar{E}_\varphi(r') \sim \bar{H}_r(r')$ для $z' > 0$. Следует также отметить, что при расчете амплитудных значений поля с учетом множителей β и β_{iz} значения последних приближенно могут быть определены с помощью графических зависимостей, приведенных на рис. 2.4,*а*,*б*.

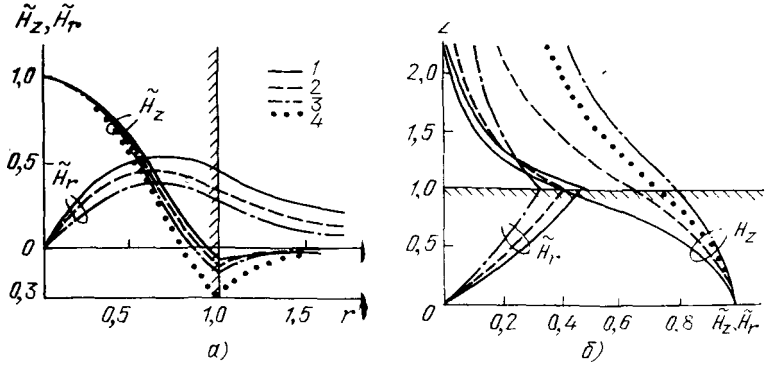


Рис. 2.9. Зависимости приведенных значений продольной и радиальной составляющих магнитного поля $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР в поперечном (*а*) и продольном (*б*) сечениях при различных значениях параметра η:

1 — для $\eta=1{,}02$; *2* — для $\eta=0{,}4$; *3* — для $\eta=0{,}2$; *4* — расчет для $\eta=0{,}2$ в одноволновом приближении. Параметры резонатора: $\varepsilon_p=39$; резонансная частота 8,75 ГГц

$H_{01\delta}$-тип колебаний. Распределение продольной составляющей $\tilde{H}_z$ магнитного поля в поперечном сечении резонатора для $r'\leqslant 1$ определяется поведением функции $\mathcal{J}_0(pr/D)$. Она принимает экстремальное значение на оси резонатора и на его боковой поверхности, изменяя знак в точке с координатой $r'_{s1}>1/2$ ($r'_{s1}=4{,}81/p$) (рис. 2.9,*а*). Значение параметра r_{s1} зависит от геометрических размеров ЦДР и его диэлектрической проницаемости. При увеличении параметра η ($\varepsilon'_p=\text{const}$) координата r_{s1} сдвигается к боковой поверхности резонатора. Аналогичная зависимость имеет место при уменьшении ε'_p ($\eta=\text{const}$), однако проявляется в меньшей мере. При условии $\eta\to\infty$ нормированная координата r'_s стремится к еди-

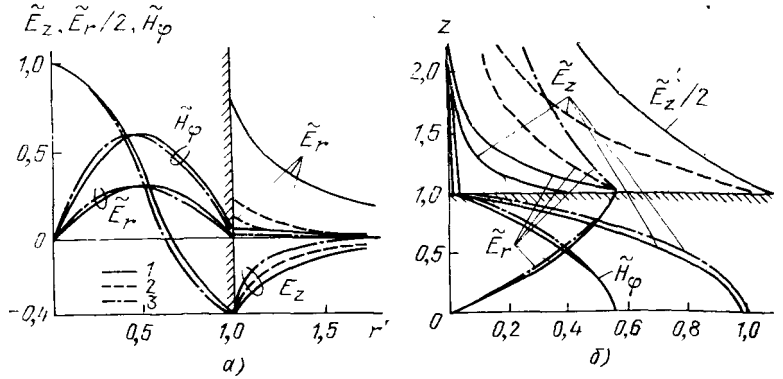


Рис. 2.10. Зависимости приведенных значений продольной и радиальной составляющих электрического поля и угловой составляющей магнитного поля $E_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР в поперечном (*а*) и продольном (*б*) сечениях при различных значениях параметра η:

1 — для $\eta=1{,}02$; *2* — для $\eta=0{,}4$; *3* — для $\eta=0{,}2$. Параметры резонатора: $\varepsilon'_p=39$; резонансная частота 8,75 ГГц

нице. Значение $|\bar{H}_z|$ для $r'=1$ возрастает при уменьшении η ($\varepsilon'_p=\text{const}$) и увеличении ε_p ($\eta=\text{const}$).

Во внешнем пространстве при удалении от боковой поверхности резонатора вдоль нормали к ней продольная составляющая магнитного поля $\bar{H}_z$ убывает примерно экспоненциально. При уменьшении параметра η скорость убывания $\bar{H}_z$-составляющей поля возрастает. Для сравнения на рис. 2.9,*а* приведена зависимость $H_z(r')$, полученная для одноволновой модели ЦДР при $\eta=0{,}2$. Расчет с учетом множителя β^2 показывает, что в этом случае значение составляющей поля $\bar{H}_z$ на оси резонатора в 1,31 раза, а на его боковой поверхности в 3,32 раза больше, чем в дифракционном приближении.

Поперечные составляющие магнитного и электрического полей $\bar{H}_r$ и $\bar{E}_\varphi$ для $z'>0$ при изменении координаты r' в области [0; 1] равны нулю при $r'=0$ и достигают максимальных значений при $r_{s2}=3{,}68/p$. Для $r'>r'_{s2}$ они монотонно убывают и на боковой поверхности резонатора равны $\bar{H}_r=\mathcal{J}_1(p/2)\sin\beta_{1z}z$, $|\bar{E}_\varphi|=\mathcal{J}_1(p/2)\times\cos\beta_{1z}z$. Вне боковой поверхности ЦДР поперечные составляющие поля убывают примерно по экспоненте.

Распределение продольной составляющей $\bar{H}_z$ магнитного поля ЦДР при изменении координаты z' в объеме диэлектрика определяется функцией $\cos\beta_{1z}z$, а $\bar{H}_r$-составляющей — функцией $\sin\beta_{1z}z$. Вне круговой поверхности составляющие электромагнитного поля убывают. Их затухание определяется экспоненциальным множителем $e^{-\beta_{2z}(z-z_0)}$, в котором продольное волновое число β_{2z} характеризует быстроту затухания поля. Основные закономерности изменения составляющих поля вдоль координаты z' для области $z'>0$ иллюстрируются на рис. 2.9,*б*. Отметим, что при увеличении параметра η угол $\varphi_H=\beta_{1z}z_0$ стремится к $\pi/2$ и интенсивность поля в областях $|z'|>1$ убывает. При равных условиях ($\varepsilon'_p=\text{const}$, $\eta=\text{const}$) «проникновение» поля в области за круговыми поверхностями резонатора для дифракционного приближения существенно больше, чем в одноволновой модели, что обусловлено различиями в значениях продольного волнового числа β_{2z}. Приведенные закономерности распределения составляющих электромагнитного поля $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР подтверждаются результатами экспериментальных исследований [60].

$E_{01\delta}$-тип колебаний. Распределение составляющих электромагнитного поля колебаний этого типа в поперечном и продольном сечениях ЦДР показано на рис. 2.10,*а,б*. Как видно, по характеру оно в объеме и вне резонатора качественно не отличается от распределения составляющих поля $H_{01\delta}$-типа колебаний. Однако имеются некоторые особенности, обусловленные различием поляризации полей. Для $E_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР при переходе через границы раздела сред $z'=\pm1$ и $r'=1$ продольная $\bar{E}_z$ и поперечная $\bar{E}_r$ составляющие поля соответственно претерпевают скачок, равный ε'_p. При уменьшении параметра η $\bar{E}_z$-составляющая поля вне торцевой поверхности резонатора возрастает (рис. 2.10,*б*), а $\bar{E}_r$-составляющая поля вне боковой поверхности убывает (рис. 2.10,*а*).

При этом угол $\varphi_E = \beta_{1z} z_0 \approx \pi/2$ незначительно уменьшается. Отметим также, что при вариации η ($\varepsilon'_p = \text{const}$) или ε'_p ($\eta = \text{const}$) характер распределения $\dot{E}_z$, $\dot{E}_r$ и $\dot{H}_\varphi$-составляющих поля в объеме резонатора изменяется несущественно, что обусловлено изменением приведенного поперечного волнового числа в сравнительно узкой области (см. рис. 2.7,*а*).

Таким образом, полученные результаты исследований характеризуют распределение поля для $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний как в объеме резонатора, так и во внешней среде на расстояниях порядка его геометрических размеров. Данную область пространства ($k_0 r \ll 1$) можно отождествить с ближней зоной ЦДР, рассматриваемого как излучающая распределенная колебательная система.

Допущения, лежащие в основе рассмотренной электродинамической модели ЦДР, не позволяют определить поле излучения резонатора в промежуточной ($k_0 r \approx 1$) и дальней ($k_0 r \gg 1$) зонах. Для его нахождения воспользуемся результатами решения задачи, основанного на представлении векторов поля резонатора в виде разложения по степеням малого параметра $\varepsilon'^{-1/2}_p$, справедливого при $\varepsilon'_p \to \infty$ [61]. Составляющие поля $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР в этом случае определяются соотношениями

$$\left.\begin{aligned} E_\varphi &= -j\,120\,\pi\,k_0\,\alpha(r,\ z); \\ H_r &= -\frac{\partial}{\partial z}\alpha(r,\ z); \\ H_z &= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}[r\,\alpha(r,\ z)], \end{aligned}\right\} \qquad (2.19)$$

где функция $\alpha(r, z)$ удовлетворяет дифференциальным уравнениям $\frac{\partial^2 \alpha}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \alpha}{\partial r} + \frac{\partial^2 \alpha}{\partial z^2} - \frac{\alpha}{r^2} + k_0^2 \varepsilon_p \alpha = 0$ — в сечении резонатора S_w меридиональной плоскостью, $\frac{\partial^2 \alpha}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \alpha}{\partial r} + \frac{\partial^2 \alpha}{\partial z^2} - \frac{\alpha}{r^2} = 0$ — во внешнем пространстве вне сечения S_w и граничным условиям: функция $\alpha \to 0$ на оси симметрии резонатора; α и частная производная $\partial\alpha/\partial n_0$ по направлению вектора $\mathbf{n}_0$ непрерывна на контуре Г, образованном пересечением меридиональной плоскости и граничной поверхности резонатора (n_0 — внешняя нормаль к контуру); в дальней зоне $\lim\limits_{r\to\infty} \alpha = \frac{A}{4\pi}\frac{\sin\theta}{r^2}$.

Аналогично определяются составляющие поля $E_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР [59].

Из соотношений (2.19) следует, что кривые, для которых $\alpha(r, z) = \text{const}$, совпадают с кривыми постоянных значений E_φ-составляющей электрического поля $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР, а кривые $r\alpha(r, z) = \text{const}$ — с силовыми линиями магнитного поля. На рис. 2.11,*а* сплошными линиями в меридиональном сечении резонатора показаны кривые постоянных значений функции $E_\varphi / E_{\varphi\max}$ пропорциональной $\alpha(r, z)$, а на рис. 2.11,*б* — кривые постоянных значений функции $|H|/|H_{\max}|$, пропорциональной $r\alpha(r, z)$.

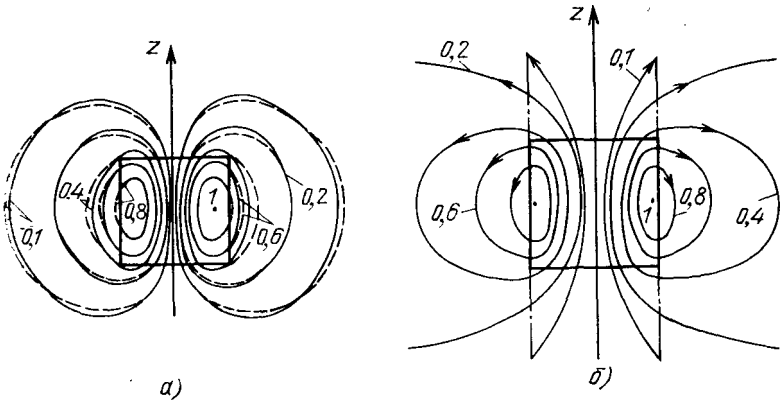


Рис. 2.11. Кривые постоянных значений нормированной функции $E_{\varphi}/E_{\varphi max}$ (*а*) и распределение силовых линий магнитного поля (*б*) в меридиональном сечении резонатора при $\eta=1$

— — — расчетные данные для магнитного диполя с моментом $p_м$

Для сравнения штриховыми линиями на рис. 2.11,*а* показаны кривые $E_{\varphi}/E_{\varphi\,max}$ для магнитного диполя с моментом $p_м \sim \int\limits_{S_\omega} a(r, z) r^2 ds$, размещенным в геометрическом центре резонатора. Как видно из рисунка, поле резонатора, как излучающей колебательной системы, по своей структуре аналогично полю магнитного диполя с моментом $p_м$. В случае $E_{01\delta}$-типа колебаний внешнее поле резонатора аналогично полю электрического диполя с моментом $p_э$ [59].

Следует также отметить, что в работе [62] при решении задачи об излучении ЦДР на основе векторного интеграла Кирхгофа показана аналогия структуры электромагнитного поля $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний диэлектрического резонатора произвольной формы в дальней зоне со структурой поля, создаваемого магнитными и электрическими диполями с моментами $p_м$ и $p_э$, найденными по распределению поля на граничной поверхности резонатора. Электродинамический расчет диаграмм направленности (ДН) полей излучения открытого ЦДР при возбуждении в нем колебания $H_{01\delta}$ [63] показал (рис. 2.12) близость ДН магнитного диполя и ЦДР с соотношением размеров $\eta=0{,}2 \ldots 2$; при $\eta=1$ ДН резонатора максимально приближена к дипольной. Увеличение параметра $\eta>1$ приводит к сужению ДН резонатора по сравнению с дипольной. Форма ДН и характер зависимости ее от η при возбуждении в ЦДР основного электрического колебания $E_{01\delta}$ аналогичны показанным на рис. 2.12. Проведенные исследования являются дополнительным обоснованием применимости дипольного представления

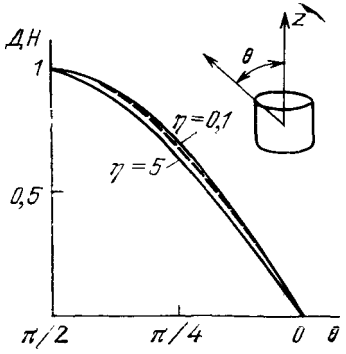


Рис. 2.12. Диаграммы направленности ЦДР для $\eta=0{,}1$ и $\eta=5$;

— — — диаграмма магнитного диполя

ЦДР для низших симметричных $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний при решении ряда задач СВЧ техники для обычно используемых соотношений размеров $\eta=0{,}2\ldots0{,}6$ и высокой диэлектрической проницаемости материала. Такое сходство поля $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР и диполя отмечено также и в более ранних работах, в которых расчет дипольного момента $p_м$ проводился для модели резонатора с магнитной боковой стенкой.

2.5. НИЗШИЕ ГИБРИДНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ РЕЗОНАТОРОВ

Как отмечалось выше, для гибридных типов колебаний ЦДР электромагнитное поле можно рассматривать как суперпозицию полей электрического и магнитного типов. В этом случае в соответствии с [66] для описания полей в сферической системе координат достаточно использовать магнитный и электрический векторы Герца, направленные вдоль координаты r. Две скалярные функции $\Pi^м_r$ и $\Pi^э_r$ для колебания с m вариациями поля по азимутальной координате φ, удовлетворяющие уравнению Гельмгольца, можно представить в виде

$$\Pi^м_{ri}=\sin(m\varphi+\varphi_0)\sum_n A^м_{ni}\sqrt{k_i r}\,F_{n+1/2}(k_i r)\,P^m_n(\cos\theta);$$

$$\Pi^э_{ri}=\cos(m\varphi+\varphi_0)\sum_n A^э_{ni}\sqrt{k_i r}\,F_{n+1/2}(k_i r)\,P^m_n(\cos\theta),\quad i=1,2,$$

где $A^м_{ni}$, $A^э_{ni}$ — неизвестные амплитудные коэффициенты в разложении функций $\Pi^м_{ri}$ и $\Pi^э_{ri}$ по сферическим гармоникам в частичных областях $i=1$, 2 (рис. 2.13); φ_0 — произвольный фазовый угол; k_i — волновое число в соответствующей области; $P^m_n(\cos\theta)$ — присоединенные функции полиномов Лежандра и функция $F_{n+1/2}(k_i r)$, определяемая соотношениями:

$$F_{n+1/2}(k_i r)=\begin{cases}\mathcal{J}_{n+1/2}(k_1 r) & \text{для области } 1,\\ H^{(2)}_{n+1/2}(k_2 r) & \text{для области } 2\end{cases}$$

($\mathcal{J}_{n+1/2}$ и $H^{(2)}_{n+1/2}$ — функции Бесселя первого рода и Ганкеля второго рода порядков $n+1/2$; $k_1=k_0\sqrt{\varepsilon'_в}$, $k_2=k_0\sqrt{\varepsilon'_р}$).

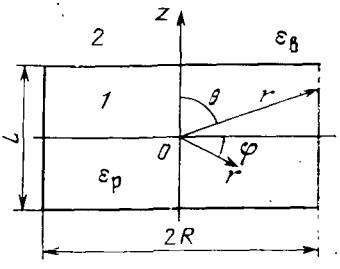


Рис. 2.13. Расчетная модель ЦДР в сферической системе координат

Электромагнитное поле ЦДР содержит все шесть отличных от нуля составляющих:

$$
\left.
\begin{aligned}
H_{ri} &= \frac{\partial^2 \Pi^{м}_{ri}}{\partial r^2} + k_i^2 \Pi^{м}_{ri};\\
H_{\theta i} &= j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_i' \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial \Pi^{э}_{ri}}{\partial \varphi} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \Pi^{м}_{ri}}{\partial r\,\partial\theta};\\
H_{\varphi i} &= -j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_i' \frac{1}{r}\frac{\partial \Pi^{э}_{ri}}{\partial \theta} + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial^2 \Pi^{м}_{ri}}{\partial r\,\partial\varphi};\\
E_{ri} &= \frac{\partial^2 \Pi^{э}_{ri}}{\partial r^2} + k_i^2 \Pi^{э}_{ri};\\
E_{\theta i} &= \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \Pi^{э}_{ri}}{\partial r\,\partial\theta} - j\omega\mu_0 \mu_i' \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial \Pi^{м}_{ri}}{\partial \varphi};\\
E_{\varphi i} &= \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial^2 \Pi^{э}_{ri}}{\partial r\,\partial\varphi} + j\omega\mu_0 \mu_i' \frac{1}{r}\frac{\partial \Pi^{м}_{ri}}{\partial \theta}.
\end{aligned}
\right\} \qquad (2.20)
$$

Используя граничные условия (2.6) для тангенциальных составляющих электромагнитного поля (2.20) на граничных поверхностях ЦДР, можно получить бесконечную систему алгебраических уравнений, решение которых позволяет найти комплексные собственные частоты ω_ν и собственные функции $\mathbf{E}_\nu$, $\mathbf{H}_\nu$, соответствующие различным гибридным типам колебаний. Однако, так как обычно в выражениях поля удерживается конечное число членов разложения, граничные условия для поля будут выполняться приближенно. Поэтому вводится среднеквадратический функционал невязки граничных условий для тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на поверхности резонатора

$$
\Phi = \int_S \{ |\mathbf{n}_0 \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2)|^2 + Z^2 |\mathbf{n}_0 \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2)|^2 \} dS, \qquad (2.21)
$$

где $Z = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0 \varepsilon'_{\text{р}}}$ ($\mu'_{\text{в}}$, $\mu'_{\text{р}} = 1$).

При осевой симметрии резонатора интеграл (2.21) преобразуется в интеграл по контуру Γ ($-\pi/2 \leqslant \theta \leqslant \pi/2$), образованному пересечением плоскости r—θ и граничной поверхности резонатора при произвольном значении угла φ (см. рис. 2.13):

$$
\Phi = \int_\Gamma (|\mathbf{E}_{\tau 1} - \mathbf{E}_{\tau 2}|^2 + Z^2 |\mathbf{H}_{\tau 1} - \mathbf{H}_{\tau 2}|^2)\, dl. \qquad (2.22)
$$

Минимизация функционала (2.22) по переменным $A^{м}_{ni}$, $A^{э}_{ni}$ позволяет определить комплексные собственные частоты $\omega_\nu = \omega'_\nu + j\omega''_\nu$ и исследовать их зависимости от параметров резонатора для различных типов колебаний.

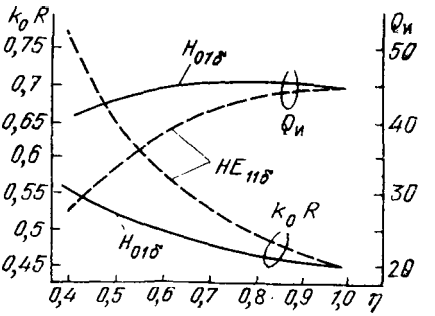


Рис. 2.14. Зависимости приведенного параметра k_0R и радиационной добротности $Q_и$ ЦДР от параметра η для $H_{01\delta}$ и $HE_{11\delta}$-типов колебаний ($\varepsilon'_р=38$)

Приведем результаты численных расчетов дисперсионных зависимостей параметров ЦДР для низших гибридных типов колебаний при условии пренебрежения потерями в материале резонатора.

Среди двух семейств резонансных колебаний HE_{mnl}- и EH_{mnl}-типов низшим является двухкратно вырожденный $HE_{11\delta}$-тип колебаний. Существенной особенностью является также то, что при $\eta=1$ $HE_{11\delta}$- и $H_{01\delta}$-типы колебаний вырождены независимо от относительной диэлектрической проницаемости резонатора, т. е. их резонансные частоты совпадают. Это значит, что в данном случае при возбуждении ЦДР практически трудно обеспечить существование колебания $H_{01\delta}$-типа без вырождения его в $HE_{11\delta}$-тип колебаний при наличии в поле резонатора небольшой неоднородности, благодаря которой осуществляется обмен энергией между этими типами колебаний. Существование вырождения $H_{01\delta}$- и $HE_{11\delta}$-типов колебаний подтверждено экспериментально [65], а снятие вырождения $HE_{11\delta}$-типа колебаний ЦДР с помощью металлических возмущений (штырей) нашло практическое применение в конструкции малогабаритного однорезонаторного фильтра с расширенной полосой пропускания [67]. При $\eta<1$ резонансная частота $HE_{11\delta}$-типа колебаний выше резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний, причем различие возрастает по мере уменьшения параметра η (рис. 2.14). Для $\eta>1$ $HE_{11\delta}$-тип колебаний становится основным [58]. Следует также отметить, что частота $HE_{11\delta}$-типа колебаний, рассчитанная в одноволновом приближении для ЦДР с $\varepsilon'_р=39$, совпадает с частотой $H_{01\delta}$-типа для дифракционной модели резонатора при $\eta\approx0.87$.

Расчетные зависимости приведенного частотного параметра $k_0R\sqrt{\varepsilon'_р}$ от диэлектрической проницаемости материала резонатора $\varepsilon'_р$ при $\eta=1$ для низших гибридных типов колебаний HE_{δ}, $HE_{21\delta}$, HE_{111}, $EH_{12\delta}$, $EH_{21\delta}$ приведены на

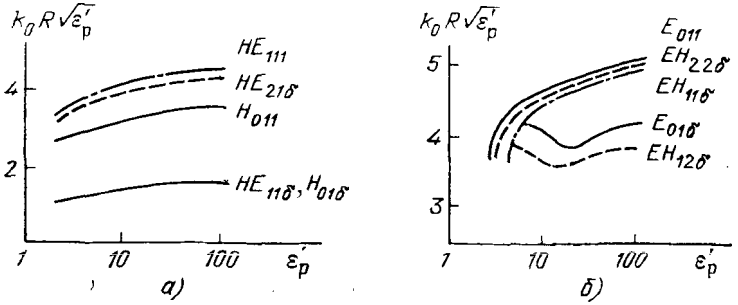


Рис. 2.15. Зависимости приведенного параметра $k_0R\sqrt{\varepsilon'_р}$ от относительной диэлектрической проницаемости материала $\varepsilon'_р$ ЦДР для низших гибридных типов колебаний:

сплошными линиями показаны аналогичные зависимости для симметричных колебаний

рис. 2.15. Результаты экспериментальных исследований резонансных частот низших гибридных типов колебаний ЦДР в 3-сантиметровом диапазоне длин волн показывают, что погрешность расчета составляет менее 0,7% [58].

Распределение магнитного и электрического полей в меридиональных и поперечных сечениях ЦДР для гибридных $HE_{11\delta}$-, $HE_{12\delta}$-, $HE_{21\delta}$-типов колебаний и сравнение с распределением полей симметричных $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний приведено в работе [199].

2.6. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Реальный диэлектрический СВЧ резонатор представляет собой распределенную колебательную систему с потерями, которые приводят к затуханию собственных колебаний. Основными видами потерь энергии являются тепловые потери в диэлектрике $P_д$, потери на граничной поверхности (в стенках) резонатора $P_{ст}$, обусловленные ее шероховатостью, и потери на излучение энергии $P_и$ (радиационные). В общем случае потери в резонаторе связаны между собой и приводят к изменению распределения электромагнитного поля для каждого рассматриваемого колебания v-го типа. Однако при определенных условиях (достаточно высокие значения $\varepsilon_р$, низкие значения $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon р}$ и высокое качество обработки поверхностей) диэлектрический резонатор является колебательной системой с малыми потерями, которые можно считать независимыми. В этом случае распределение электромагнитного поля находится, например [66], с учетом излучения, а затем могут быть определены количественные характеристики потерь других видов.

Потери энергии в диэлектрическом резонаторе характеризуются величиной добротности, которая для v-го типа колебаний по аналогии с колебательными системами других видов, определяется формулой

$$Q=\frac{\omega' W}{\sum P_i}, \tag{2.23}$$

где W — запасенная энергия в колебательной системе; $\sum P_i=P_д+P_{ст}+P_и$ — средняя мощность потерь за период колебаний. Формула (2.23) может быть записана также в виде

$$1/Q=1/Q_д+1/Q_{ст}+1/Q_и, \tag{2.24}$$

где $Q_д=\omega' W/P_д$, $Q_{ст}=\omega' W/P_{ст}$, $Q_и=\omega' W/P_и$ — частичные добротности.

Определим собственную добротность резонатора, как предельное значение Q при $P_и\to 0$, следующим соотношением:

$$1/Q_0=1/Q_д+1/Q_{ст},$$

которое можно представить также в виде

$$Q_0=\left(1+\frac{W_{вн}}{W_р}\right)\left[\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon р}\left(1+\frac{P_{ст}}{P_р}\right)\right]^{-1}, \tag{2.25}$$

где $W_р$ — запасенная энергия в объеме резонатора и $W_{вн}$ — энер-

гия, запасенная в окружающем резонатор пространстве, плотность которой убывает на сферической поверхности при $r \to \infty$ быстрее чем $1/r$.

Радиационная добротность резонатора $Q_и$ может быть найдена из решения граничной электродинамической задачи, позволяющего определить комплексную резонансную частоту собственного колебания ν-го типа по формуле

$$Q_и = \omega' / 2\omega''$$

при условии, что $P_д = 0$ и $P_{ст} = 0$. Другой путь нахождения $Q_и$ — расчет мощности излучения $P_и$ и запасенной энергии W. Полная мощность излучения резонатора в окружающее пространство

$$P_и = \oint \mathbf{\Pi}_{ср} d\mathbf{S},$$

где интегрирование выполняется по замкнутой сферической поверхности, окружающей резонатор, с достаточно большим радиусом, для которого поле индукции пренебрежимо мало; $\mathbf{\Pi}_{ср}$ — среднее значение вектора Пойтинга, определяющего энергетический поток, в котором плотность энергии пропорциональна $1/r^2$.

При расчете частичной добротности $Q_д$ мощность тепловых потерь в объеме диэлектрика находится по формуле

$$P_д = 1/2\, \omega' \varepsilon_р' \operatorname{tg} \delta_{\varepsilon р} \int_{V_р} |\mathbf{E}|\, dV.$$

Оценим теперь величины слагаемых в формулах (2.24) и (2.25). Величина $Q_{ст}$ определяется обычно экспериментально. Потери на поверхности резонатора вызваны ее шероховатостью и зависят от класса его обработки при изготовлении. В дальнейшем эти потери можно интерпретировать как потери в стенках резонатора. Согласно экспериментальным данным, полученным при исследовании $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР в полых волноводах стандартного сечения сантиметрового диапазона длин волн, шероховатость поверхности приводит к снижению собственной добротности резонатора [69]. Заметное влияние шероховатости в 3-сантиметровом диапазоне на величину добротности ЦДР наблюдается при чистоте обработки поверхности, соответствующей среднему арифметическому отклонения ее профиля $R_а > 1{,}25$ мкм. При более высоком качестве обработки поверхностей резонатора ($R_а < 0{,}1$ мкм) влияние шероховатости на собственную добротность не замечено.

Исследования, выполненные Пашковым В. М. в волноводе стандартного сечения в диапазоне частот 10 ... 12 ГГц, показали, что различие между добротностями резонаторов с $\varepsilon_р = 37 \ldots 40$ при $R_а = 2{,}5 \ldots 5$ мкм и $R_а < 0{,}15$ мкм составляют 5 ... 10% при $Q_0 = (2 \ldots 4) \cdot 10^3$. Обнаружено, что шероховатость цилиндрической поверхности ЦДР в значительно большей мере сказывается на собственной добротности, чем шероховатость его торцевых поверхностей. Наличие нерегулярностей на ребрах резонатора в виде сколов, появляющихся при механической обработке его поверхностей, приводит к снижению собственной добротности на 10 ... 30%. Можно полагать, что с переходом в более коротковолновую

часть СВЧ диапазона требования к качеству обработки поверхностей резонатора повысятся. Таким образом, при соответствующей обработке поверхностей резонатора потерями в его стенках по сравнению с потерями в объеме диэлектрика можно пренебречь.

Выполненные в одноволновом приближении расчеты для $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР с различными значениями $\varepsilon'_р$ и η показывают, что величина отношения $W_{вн}/W_р$ возрастает при уменьшении параметров η и $\varepsilon_р$ и составляет $(1{,}6 \ldots 2{,}3) \cdot 10^{-2}$ для $\varepsilon'_р = 40$; $(0{,}75 \ldots 1{,}1) \cdot 10^{-2}$ для $\varepsilon'_р = 80$ и $(2 \ldots 3{,}8) \cdot 10^{-3}$ для $\varepsilon'_р = 270$ при уменьшении η от 0,6 до 0,2. Следовательно, для обычно используемых диэлектрических резонаторов ($\varepsilon'_р \gtrsim 36$) величина $W_{вн}/W_р$ мала по сравнению с единицей, и ею в расчетах можно пренебречь. Поэтому с достаточно высокой степенью приближения собственная добротность ЦДР в свободном пространстве равна $Q_0 \approx \approx (\operatorname{tg} \delta_{\varepsilon р})^{-1}$. Учитывая, что тангенс угла потерь применяемых материалов изменяется от $8 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ в диапазоне частот 1 ... 100 ГГц, получим для собственной добротности резонатора Q_0 величины от $12 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^2$ соответственно.

Радиационная добротность ЦДР зависит от соотношения геометрических размеров резонатора L и D, его диэлектрической проницаемости и типа колебаний. Показано [59, 61], что ЦДР в свободном пространстве излучает аналогично магнитному либо электрическому диполю с моментами $p_м$ и $p_э$ соответственно, рассчитанными для $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний резонатора. Для магнитного типа колебаний $Q_и \sim \varepsilon'^{3/2}_р$, а для электрического типа колебаний $Q_и \sim \varepsilon'^{5/2}_р$. Зависимости радиационной добротности от па-

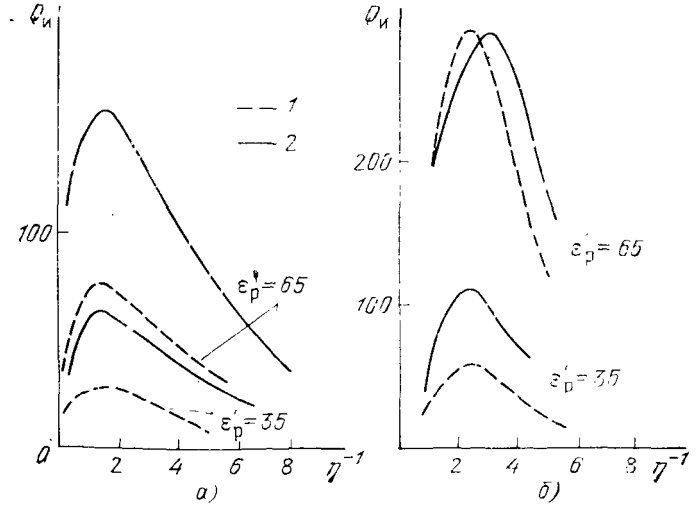


Рис. 2.16. Зависимости радиационной добротности ЦДР от параметра η^{-1} колебаний $H_{01\delta}$-типа (*а*) и $E_{01\delta}$-типа (*б*) при $\varepsilon_р = 35$, $\varepsilon'_р = 65$;

1 — расчет по методу [59, 61]; *2* — расчет по методу [97]

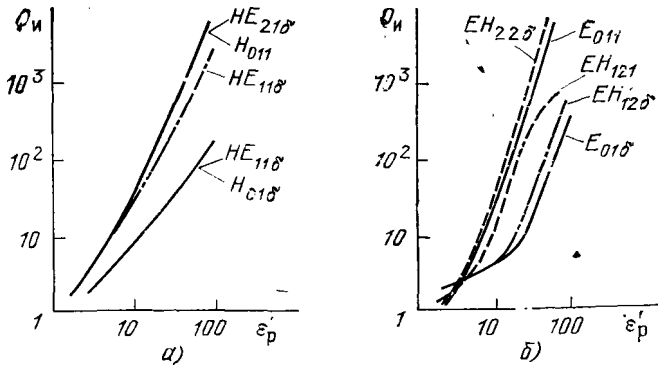


Рис. 2.17. Зависимости радиационной добротности от диэлектрической проницаемости материала ЦДР для ряда низших типов колебаний

раметра η имеют экстремум (максимум) при некоторых значениях η, которые зависят от $\varepsilon'_р$ и типа колебаний (рис. 2.16).

Результаты расчета величины $Q_и$ для нескольких гибридных типов колебаний ЦДР и сравнение с аналогичными величинами для основных $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний при $\eta=1$ иллюстрируются на рис. 2.17. Сопоставление приведенных зависимостей показывает, что добротности $Q_и$ резонатора принимают минимальные значения для основных симметричных $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний. Этим колебаниям соответствуют максимальные значения дипольных моментов, что обусловлено максимальными значениями среднего поля внутри резонатора [62].

Таким образом, полученные результаты показывают, что нагруженная добротность ЦДР в свободном пространстве для различных типов колебаний в общем случае должна рассчитываться с учетом потерь мощности на излучение $P_и$ и в диэлектрическом материале резонатора $P_д$. Отношение этих мощностей $P_и/P_д$ является количественной оценкой, показывающей уменьшение добротности ЦДР в свободном пространстве по сравнению с добротностью резонатора при отсутствии радиационных потерь. На рис. 2.18 показана типичная зависимость отношения $P_и/P_д$ для $H_{01\delta}$-типа колебаний от параметра η ЦДР при $\varepsilon'_р=80$ [63]. Минимальное значение $P_и/P_д\approx 10$ соответствует соотношению размеров резонатора $\eta\approx 1$.

Результаты численных расчетов и оценок показывают, что для основного $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР при обычно используемых материалах ($\varepsilon'_р\leqslant 100$, $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon\leqslant 1\cdot 10^{-3}$) добротность в свободном пространстве определяется в основном радиационными потерями.

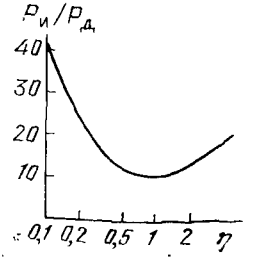


Рис. 2.18. Зависимость отношения $P_и/P_д$ от параметра η для ЦДР с $\varepsilon'_р=80$, $f_р=7$ ГГц, $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon р}=10^{-3}$

Для высших типов колебаний величина $Q_н$ возрастает до Q_0 или превышает ее.

Следует отметить, что при резонансном возбуждении ЦДР максимальная амплитуда колебаний наблюдается на резонансной частоте $\omega_р$, отличной от собственной частоты:

$$\omega_р = \omega' \left[1 - \left(\frac{\omega''}{\omega'}\right)^2\right]^{1/2} = \omega' \left[1 - \left(\frac{1}{2Q}\right)^2\right]^{1/2}. \qquad (2.26)$$

Подставляя в формулу (2.26) рассчитанные значения добротности резонатора, нетрудно убедиться, что резонансная частота $H_{01\delta}$-типа колебаний несущественно отличается от действительной части собственной частоты ЦДР.

Глава третья

НИЗШИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОТКРЫТЫХ КОЛЬЦЕВЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Функциональные возможности ЦДР расширяют диэлектрические резонаторы кольцевой формы, которая, как уже отмечалось в первой главе, позволяет регулировать спектр собственных колебаний в заданной частотной области путем изменения отношения его внутреннего и внешнего диаметров и создавать сложные колебательные системы с перестройкой частоты рабочего типа колебаний при заполнении коаксиальной полости резонатора диэлектрическим либо металлическим стержнями.

В данной главе приведены результаты анализа зависимостей резонансных частот, распределения электромагнитного поля и радиационной добротности кольцевых диэлектрических резонаторов (КДР) для симметричных типов колебаний в свободном пространстве. Некоторые результаты расчета гибридных типов колебаний даны для одноволновой электродинамической модели КДР.

3.1. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА СИММЕТРИЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ РЕЗОНАТОРА

Постановка задачи о собственных колебаниях КДР в свободном пространстве приводит к необходимости полного расчета азимутально-симметричных и гибридных типов колебаний. Ее особенность заключается также в том, что в отличие от ЦДР необходимо учитывать электромагнитное поле еще в одной дополнительной области — коаксиальной полости. При решении данной задачи основная трудность обусловлена наличием некоординатной открытой граничной поверхности с резкими изломами между сре-

дами с различными диэлектрическими и магнитными свойствами. В связи с этим при определении полей и резонансных частот КДР могут быть использованы приближенные методы анализа, аналогичные методам анализа ЦДР.

Рассмотрим КДР с внешним диаметром $D=2R$, внутренним — $d=2R_0$ и высотой L. Материал резонатора и окружающая среда однородны и изотропны. Диэлектрическая и магнитная проницаемости резонатора равны $\varepsilon_р=\varepsilon_0\varepsilon'_р$ и $\mu_р=\mu_0\mu'_р$, а окружающей среды — $\varepsilon_в=\varepsilon_0\varepsilon'_в$, $\mu_в=\mu_0\mu'_в$ (диэлектрическими и магнитными потерями пренебрегаем). Используя метод, изложенный в предыдущей главе, нетрудно убедиться, что граничная задача на собственные значения и собственные функции для симметричных типов колебаний КДР может быть сведена к решению двух независимых интегральных уравнений Фредгольма второго рода относительно спектральных плотностей амплитуд распределений электрического и магнитного полей в объеме резонатора. Для получения приближенных характеристических уравнений, определяющих вещественные собственные значения, воспользуемся допущениями, которые позволили свести решение интегральных уравнений (2.12) и (2.13) к решению более простых систем трансцендентных уравнений. В этом случае поля в кольцевых областях ($i=2,4$) (рис. 3.1), ограниченных цилиндрическими поверхностями S_1 и S_2, в первом приближении аппроксимируются одной цилиндрической волной рассматриваемого типа и четности, найденной в одноволновом приближении [70]. Поля в областях *1* и *3* представим в виде разложений в непрерывный спектр парциальных цилиндрических волн и будем рассматривать их как результат дифракции заданного «одноволнового» поля на боковых граничных поверхностях S_1 и S_2 резонатора.

При решении задачи, вследствие симметрии колебательной системы относительно плоскости $z=0$, достаточно ограничиться определением полей в частичных областях полупространства $z\geqslant 0$ и задать в плоскости $z=0$ условия, соответствующие магнитной либо электрической стенке.

С учетом принятых допущений определим продольные составляющие магнитного и электрического векторов Герца $\Pi^{м,э}_{iz}$ в частичных областях следующими соотношениями [71]:

$$\begin{aligned}
\Pi^{м,э}_{1z} &= \int_0^\infty A^{ч,и}_{м,э}(h)\, H^{(2)}_0(\chi_1 r)\,\{\cos(hz);\ \sin(hz)\}\,dh;\\
\Pi^{м,э}_{2z} &= C_{м,э}\,[J_0(\chi_2 r)+G^{ч,и}_{м,э}N_0(\chi_2 r)]\,\{\cos(\beta_{2z} z);\ \sin(\beta_{2z} z)\};\\
\Pi^{м,э}_{3z} &= \int_0^\infty D^{ч,и}_{м,э}(v)\,J_0(\chi_3 r)\,\{\cos(vz);\ \sin(vz)\}\,dv;\\
\Pi^{м,э}_{4z} &= P^{ч,и}_{м,э}\,[J_0(\chi_2 r)+G^{ч,и}_{м,э}(\chi_2 r)]\,e^{-\beta_{4z}(z-z_0)},
\end{aligned} \qquad (3.1)$$

где $C_{м,э}$, $G^{ч,и}_{м,э}$, $P^{ч,и}_{м,э}$ — амплитудные коэффициенты и $A^{ч,и}_{м,э}(h)$, $D^{ч,и}_{м,э}(v)$ — спектральные плотности амплитуд (индексы «ч» и «н»

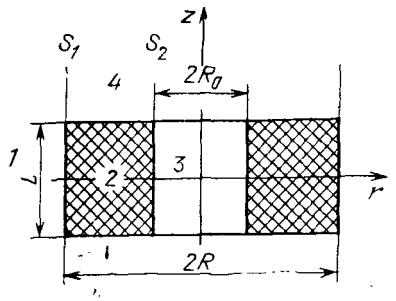


Рис. 3.1. Меридиональное сечение КДР и разбиение объема резонатора и окружающего его пространства на частичные области

соответствуют четным и нечетным колебаниям); h, β_{2z}, v, β_{4z} — продольные волновые числа в областях *1*, *2*, *3*, *4* соответственно, связанные с поперечными волновыми числами χ_1, χ_2, χ_3 в этих областях формулами:

$$\chi_1 = (k^2{}_0\varepsilon'_в\mu'_в - h^2)^{1/2};\ \chi_2 = (k^2{}_0\varepsilon'_р\mu'_р - \beta^2{}_{2z})^{1/2} =$$
$$= (k^2{}_0\varepsilon'_в\mu'_в + \beta^2{}_{4z})^{1/2},\ \chi_3 = (k^2{}_0\varepsilon'_в\mu'_в - v^2)^{1/2}$$
$$(\chi_1 = \chi_3 \text{ при } h = v).$$

Здесь и далее первую функцию в фигурных скобках необходимо использовать в случае четных, а вторую — для нечетных колебаний.

Составляющие электромагнитных полей симметричных колебаний КДР находятся путем подстановки выражений $\Pi^{м,э}_{iz}$ (3.1) в соотношения (2.4) и (2.5). Сшивание полей на границах раздела диэлектрических сред и требование выполнения граничных условий в плоскости симметрии $z=0$ позволяет определить искомые амплитудные коэффициенты и спектральные плотности распределения поля в областях *1* и *3*, выраженные через амплитуды $C_{м,э}$ поля в объеме резонатора. Далее, с помощью обычно используемой процедуры, изложенной в § 2.2, найдем характеристические уравнения, определяющие собственные значения задачи в рассматриваемом приближении:

для H_{0nl}-типов колебаний

$$Q^{ч,и}_{1м}\,Q^{ч,и}_{4м} - Q^{ч,и}_{2м}\,Q^{ч,и}_{3м} = 0,$$
$$\beta_{2z}\{\operatorname{tg}\beta_{2z}z_0;\ -\operatorname{ctg}\beta_{2z}z_0\} - \tilde{\mu}\,\beta_{4z} = 0; \qquad (3.2)$$

для E_{0nl}-типов колебаний

$$Q^{ч,н}_{1э}\,Q^{ч,н}_{4э} - Q^{ч,и}_{2э}\,Q^{ч,и}_{3э} = 0,$$
$$\beta_{2z}\{\operatorname{tg}\beta_{2z}z_0;\ -\operatorname{ctg}\beta_{2z}z_0\} - \tilde{\varepsilon}\,\beta_{4z} = 0, \qquad (3.3)$$

где

$$Q^{ч,и}_{1;м,э} = -K^{ч,и}_{м,э}(\chi_2)\,J'_0(\chi_2 R) + \chi_2 J_0(\chi_2 R);$$
$$Q^{ч,и}_{2;м,э} = -K^{ч,и}_{м,э}(\chi_2)\,N'_0(\chi_2 R) + \chi_2 N_0(\chi_2 R);$$
$$Q^{ч,н}_{3;м,э} = -I^{ч,и}_{м,э}(\chi_2)\,J'_0(\chi_2 R_0) + \chi_2 J_0(\chi_2 R_0);$$
$$Q^{ч,и}_{4;м,э} = -I^{ч,и}_{м,э}(\chi_2)\,N'_0(\chi_2 R_0) + \chi_2 N_0(\chi_2 R_0);$$

$$K^{ч,н}_{м}(\chi_2) = 2\tilde{\mu}[\pi\, u^{ч,и}_{м}(\chi_2)]^{-1} \int_0^\infty \frac{\chi_1 H^{(2)}_0(\chi_1 R)}{H^{(2)\prime}_0(\chi_1 R)}\,[U^{ч,и}_{Eф}(\chi_2,\ h)]^2\,dh;$$

$$K_{э}^{ч,н}(\chi_2)=2\hat{\varepsilon}\,[\pi\, u_{э}^{ч,н}(\chi_2)]^{-1}\int\limits_0^{\infty}\frac{\chi_1 H_0^{(2)}(\chi_1 R)}{H_0^{(2)\prime}(\chi_1 R)}\,[U_{H\varphi}^{ч,и}(\chi_2,\ h)]^2\,dh;$$

$$I_{м}^{ч,и}(\chi_2)=2\hat{\mu}\,[\pi\, u_{м}^{ч,н}(\chi_2)]^{-1}\int\limits_0^{\infty}\frac{\chi_1 \mathcal{J}_0(\chi_1 R_0)}{\mathcal{J}_0'(\chi_1 R_0)}\,[U_{E\varphi}^{ч,н}(\beta,\ h)]^2\,dh;$$

$$I_{э}^{ч,и}(\chi_2)=2\hat{\varepsilon}\,[\pi\, u_{э}^{ч,и}(\chi_2)]^{-1}\int\limits_0^{\infty}\frac{\chi_1 \mathcal{J}_0(\chi_1 R_0)}{\mathcal{J}_0'(\chi_1 R_0)}\,[U_{H\varphi}^{ч,и}(\beta,\ h)]^2\,dh;$$

$$\{u_{м}^{ч}(\chi_2);\quad u_{м}^{и}(\chi_2)\}=\int\limits_0^{\infty}\{u_{Hz}^{ч}(\chi_2,\ z)\,u_{E\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z);\ u_{Hz}^{н}(\chi_2,\ z)\,u_{E\varphi}^{и}(\chi_2,\ z)\}\,dz;$$

$$\{u_{э}^{ч}(\chi_2);\quad u_{э}^{н}(\chi_2)\}=\int\limits_0^{\infty}\{u_{Ez}^{ч}(\chi_2,\ z)\,u_{H\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z);\ u_{Ez}^{н}(\chi_2,\ z)\,u_{H\varphi}^{и}(\chi_2,\ z)\}\,dz;$$

$$\{U_{E\varphi}^{ч}(\chi_2,\ h);\ U_{E\varphi}^{н}(\chi_2,\ h)\}=\int\limits_0^{\infty}\{u_{E\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z)\cos hz;\ u_{E\varphi}^{н}(\chi_2,\ z)\sin hz\}\,dz;$$

$$\{U_{H\varphi}^{ч}(\chi_2,\ h);\quad U_{H\varphi}^{н}(\chi_2,\ h)\}=\int\limits_0^{\infty}\{u_{H\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z)\cos hz;\quad u_{H\varphi}^{и}(\chi_2,\ z)\sin hz\}\,dz;$$

$$\{u_{E\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z);\ u_{E\varphi}^{н}(\chi_2,\ z)\}=$$

$$=\begin{cases}\{\cos\beta_{2z}z;\quad \sin\beta_{2z}z\} & \text{для}\quad 0\leqslant z\leqslant z_0;\\ \{\cos\beta_{2z}z_0;\quad \sin\beta_{2z}z_0\}\,e^{-\beta_{4z}(z-z_0)} & \text{для}\quad z_0\leqslant z<\infty;\end{cases}$$

$$\{u_{H\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z);\quad u_{H\varphi}^{и}(\chi_2,\ z)\}=\{u_{E\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z);\quad u_{E\varphi}^{и}(\chi_2,\ z)\};$$

$$\{u_{Hz}^{ч}(\chi_2,\ z);\ u_{Hz}^{и}(\chi_2,\ z)\}=\hat{\mu}(z)\,\{u_{E\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z);\ u_{E\varphi}^{н}(\chi_2,\ z)\};$$

$$\{u_{Ez}^{ч}(\chi_2,\ z);\ u_{Ez}^{н}(\chi_2,\ z)\}=\hat{\varepsilon}(z)\,\{u_{H\varphi}^{ч}(\chi_2,\ z);\ u_{H\varphi}^{и}(\chi_2,\ z)\};$$

$$\hat{\mu}(z)=\begin{cases}1 & \text{для}\quad 0\leqslant z\leqslant z_0,\\ \hat{\mu} & \text{для}\quad z_0<z<\infty;\end{cases}$$

$$\hat{\varepsilon}(z)=\begin{cases}1 & \text{для}\quad 0\leqslant z\leqslant z_0,\\ \hat{\varepsilon} & \text{для}\quad z_0<z<\infty.\end{cases}$$

При $R_0\to 0$ полученные уравнения переходят в характеристические уравнения для свободных симметричных колебаний цилиндрического резонатора.

3.2. РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ

Для приближенного решения уравнений (3.2) и (3.3) полагаем, что быстрыми волнами ($h<k_0\sqrt{\varepsilon'_{в}\mu'_{в}}$) во внешней области *1*, формирующими поле излучения в дальней зоне, можно пренебречь. В этом случае внешнее поперечное волновое число парциальных цилиндрических волн является чисто мнимым и характе-

ристические уравнения имеют решения в вещественной области, соответствующие стационарным колебаниям различных типов. Результаты исследования сходимости численных решений характеристических уравнений (3.2) и (3.3) при изменении ширины областей учитываемых спектральных составляющих поля дифракции во внешних областях $i=1$, 3 для различных значений параметров КДР приведены в работе [71].

Примеры расчета дисперсионных зависимостей $\xi_д^{м,э}(\eta)$ для низших $H_{0n\delta}$- и $E_{0n\delta}$ -типов колебаний КДР при изменении параметра $\gamma=R_0/R$ и постоянной $\varepsilon'_р$ ($\mu'_с=1$, $\varepsilon'_с=1$) приведены на рис. 3.2, 3.3. Зависимость $\xi_д^{м}(\eta)$ для $H_{01\delta}$-типа колебаний при $\gamma=0{,}2$ не показана, так как различие между приведенными частотными параметрами $\xi_д^{м}$ для $\gamma=0$ и $\gamma=0{,}2$ не превышает 0,35%. Из них следует, что закономерности в ходе кривых $\xi_д^{м,э}(\eta)$ и $\xi_д^{м,э}(\eta)$ при $n=\text{const}$ качественно не отличаются от ранее рассмотренных зависимостей для ЦДР. При убывании параметра η производные $\partial\xi_д^{м,э}/\partial\eta$ стремятся к бесконечности, а при возрастании η — к предельным значениям, соответствующим критическим значениям внутреннего поперечного волнового числа, зависящим от параметра γ и соответствующим выполнению критических условий на поверхностях трубчатого диэлектрического стержня [40].

Из рис. 3.2, 3.3 следует, что при возмущении электромагнитного поля ЦДР неоднородностью в виде коаксиальной полости

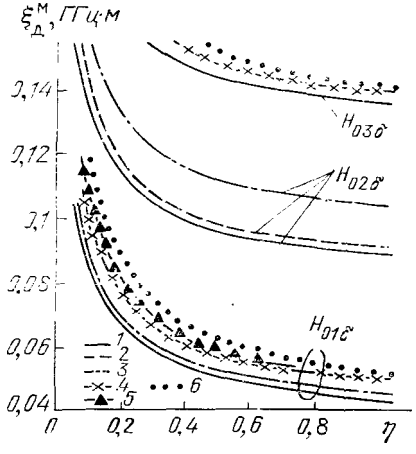


Рис. 3.2. Зависимости приведенного параметра $\xi^{м}$ от η при $\varepsilon'_р=37$ для низших симметричных $H_{0n\delta}$-типов колебаний КДР при различных значениях γ:

1 — $\gamma=0$; *2* — $\gamma=0{,}2$; *3* — $\gamma=0{,}4$; *4* — $\gamma=0{,}6$; *5* — расчет при одноволновой аппроксимации поля в коаксиальной полости резонатора для $\gamma=0{,}6$; *6* — расчет в одноволновом приближении для $\gamma=0{,}6$

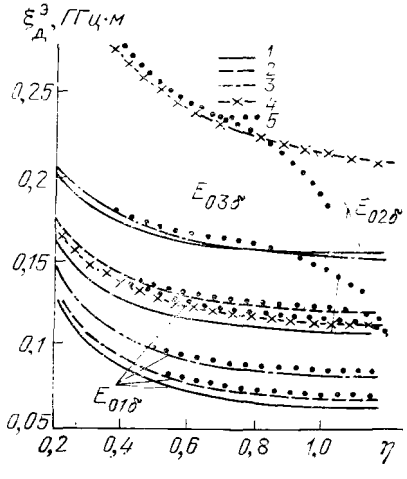


Рис. 3.3. Зависимости приведенного параметра $\xi^{э}$ от η для низших симметричных $E_{0n\delta}$-типов колебаний КДР при различных значениях γ:

1 — $\gamma=0$; *2* — $\gamma=0{,}2$; *3* — $\gamma=0{,}4$; *4* — $\gamma=0{,}6$; *5* — расчет в одноволновом приближении для $\gamma=0{,}2$; 0,4; 0,6

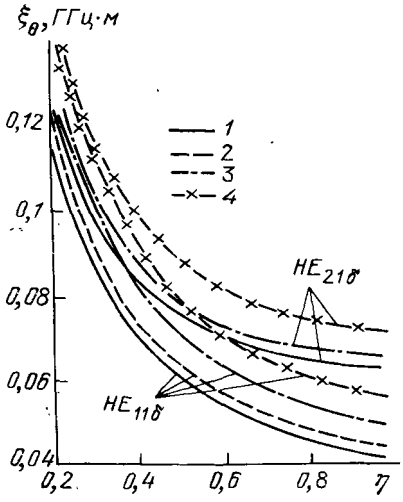


Рис. 3.4. Зависимости приведенного параметра ξ_0 от η при $\varepsilon_p=37$ для низших гибридиых $HE_{11\delta}$ и $HE_{21\delta}$-типов колебаний КДР при различных значениях γ:
1 — $\gamma=0$; *2* — $\gamma=0{,}2$; *3* — $\gamma=0{,}4$; *4* — $\gamma=0{,}6$

резонансные частоты собственных колебаний резонатора возрастают.

Относительное смещение частоты $\delta\omega_{0n}=[\omega_{0n}(\gamma,\ \eta)-\omega_{0n}(\eta)]/\omega_{0n}(\eta)$ возрастает при увеличении параметра возмущения $\gamma(\eta,\ n=\text{const})$ и индекса типа колебаний $n(\eta,\ \gamma=\text{const})$, где $\omega_{0n}(\gamma,\ \eta)$, $\omega_{0n}(\eta)$ — резонансные частоты КДР и ЦДР соответственно с равными геометрическими размерами L и D.

Характерной особенностью полученных результатов является то, что для $E_{0n\delta}$ ($n=1,\ 2,\ 3\ldots$)- и $H_{0n\delta}$ ($n=2,\ 3\ldots$)-типов колебаний величины $\delta\omega_{0n}$ существенно превышают смещение частоты основного $H_{01\delta}$-типа колебаний при равенстве параметров η, γ и ε'_p. Аналогичные закономерности обнаружены и для гибридных типов колебаний КДР. Зависимости $\xi_0(\eta)$ для низших гибридных $HE_{11\delta}$- и $HE_{21\delta}$-типов колебаний КДР при различных значениях параметра γ, полученные при одноволновой аппроксимации поля в частичных областях [52], приведены на рис. 3.4. Анализ численных результатов расчета показывает, что при равных условиях смещение резонансных частот гибридных $HE_{11\delta}$- и $HE_{21\delta}$-типов колебаний превышает смещение резонансной частоты основного $H_{01\delta}$-типа колебаний КДР. Вследствие этого проявляется важное свойство КДР — с ростом параметра γ вырождение $H_{01\delta}$- и $HE_{11\delta}$-типов колебаний происходит при более высоких значениях параметра η.

Из приведенных выше зависимостей $\xi_д(\eta)$, $\xi_0(\eta)$ при $\varepsilon'_p=37$, $\eta=0{,}4$ и $D=\text{const}$ следует, что относительные смещения $\delta\omega$, %, резонансных частот типов колебаний $H_{01\delta}$, $H_{02\delta}$, $E_{01\delta}$, $E_{02\delta}$, $HE_{11\delta}$, $HE_{21\delta}$, обусловленные наличием коаксиальной полости, соответственно равны: 0,3; 2,5; 5,9; 11; 5,4; 1,2 при $\gamma=0{,}2$; в случае $\gamma=0{,}4$ эти значения равны 1,48; 16,8; 21,7; 38,4; 17; 2,38, а при $\gamma=0{,}6$ имеем 7,2; 53,1; 58,8; 93,6; 28,6; 15,5. Таким образом, при $\gamma\leqslant 0{,}2$ изменение резонансной частоты незначительно для $H_{01\delta}$-типа колебаний резонатора и весьма существенно для $E_{01\delta}$ и $HE_{11\delta}$-типов колебаний. Это явление обусловлено тем, что степень возмущения поля резонатора коаксиальной полостью при равных условиях различна для магнитных и электрических типов колебаний, отличающихся распределением электрического поля в объеме диэлектрика и окружающем его пространстве. Для $H_{01\delta}$-типа колебаний КДР при $\gamma\approx 0$ возмущение поля незначительно,

так как вблизи оси резонатора при $r \to 0$ $E_\varphi \to 0$ ($H_z \to H_{z\max}$, $H_r \to 0$) [52]. Для $E_{0n\delta}$-типа колебаний нормальная к граничной поверхности полости составляющая поля E_r претерпевает скачок, что приводит к заметной зависимости резонансной частоты от γ. Эти выводы могут быть распространены на гибридные типы колебаний, которые имеют отличную от нуля E_r-составляющую поля при $r = R_0$. Степень возмущения будет определяться соотношением между E_r- и E_φ-, E_z-составляющими электрического поля резонатора на данной границе раздела сред.

Сравнение дисперсионных зависимостей для $H_{0n\delta}$-типов колебаний КДР, полученных в одноволновом и дифракционном приближениях при $\varepsilon'_p = \text{const}$, различных значениях параметра γ и индекса типа колебаний n показывает, что зависимости $\xi^м_д(\eta)$ при n, $\gamma = \text{const}$ лежат ниже соответствующих им зависимостей $\xi^м_0(\eta)$ (рис. 3.2). Отличия возрастают при уменьшении параметра $\eta(n, \gamma = \text{const})$, индекса $n(\gamma, \eta = \text{const})$ и увеличении $\gamma(\eta, n = \text{const})$. Например, для $H_{01\delta}$-типа колебаний величины $(\xi^м_0 - \xi^м_д)/\xi^м_д$ при $\eta = 0{,}4$ и $\varepsilon'_p = 36$ составляют примерно: 0,065 ($\gamma = 0$); 0,07 ($\gamma = 0{,}4$); 0,084 ($\gamma = 0{,}6$). Для электрических типов колебаний КДР $\xi^э_0(\eta) > \xi^э_д(\eta)$ для $\eta < \eta_к$ и $\xi^э_0(\eta) < \xi^э_д(\eta)$ для $\eta > \eta_к$ (см. рис. 3.3), причем с увеличением порядка типа колебаний n ($\varepsilon'_p = \text{const}$), а также при уменьшении $\varepsilon'_p(n = \text{const})$ указанная закономерность в ходе дисперсионных кривых наблюдается для более низких значений параметра γ. Так, для $E_{01\delta}$-типа колебаний КДР при $\eta \in [0{,}1;\ 1{,}2]$ и $\gamma \in [0;\ 0{,}2]$ различия составляют около 1% для $\eta = 1$ и 0,2% для $\eta = 0{,}4$. При дальнейшем увеличении параметра γ величина $(\xi^э_0 - \xi^э_д)/\xi^э_д$ возрастает и для $\gamma = 0{,}6$ составляет примерно 3,3% ($\eta \simeq 0{,}9$; $\eta_к \simeq 1{,}16$).

На рис. 3.5, 3.6 приведены дисперсионные зависимости приведенных параметров $\xi_д^{м,э}(\gamma)$ для $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний

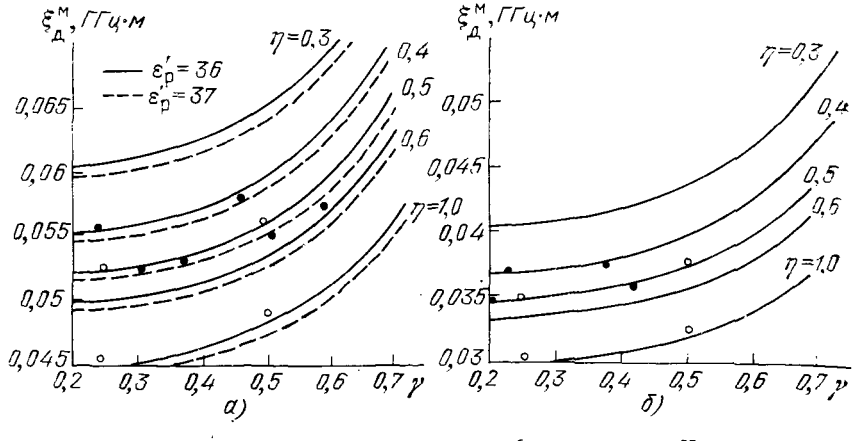


Рис. 3.5. Зависимости приведенного параметра $\xi^м_д$ от γ для $H_{01\delta}$-типа колебаний КДР при различных значениях η для $\varepsilon'_p = 36$, 37 (*а*) и $\varepsilon'_p = 81$ (*б*): точками отмечены результаты эксперимента; светлые кружки — расчет по [61] при $\varepsilon_p \to \infty$

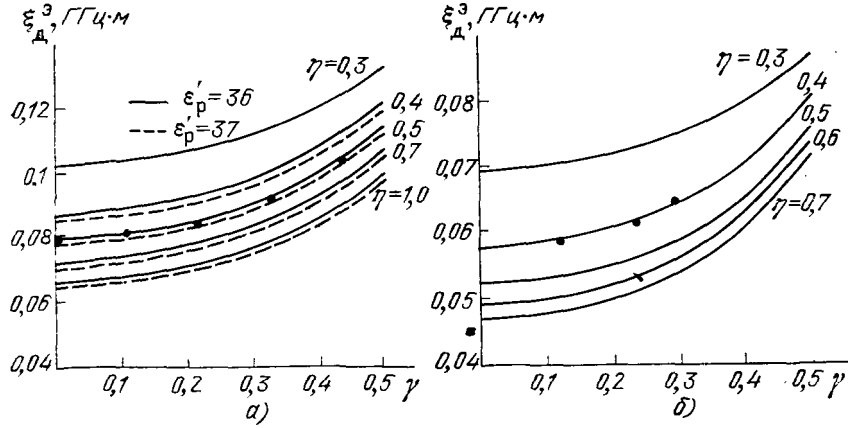


Рис. 3.6. Зависимости приведенного параметра $\xi^{э}_{д}$ от γ для $E_{01\delta}$-типа колебаний КДР при различных значениях η для $\varepsilon'_р=36$; 37 (*а*) и $\varepsilon'_р=81$ (*б*): точками отмечены результаты эксперимента

КДР при различных значениях параметра η и типичных значений относительной диэлектрической проницаемости резонатора, которые обычно используются при решении практических задач. Как следует из графиков, при $\gamma\to 0$ частная производная $\partial\xi^{м}_{д}/\partial\eta$ для магнитного типа колебаний стремится к нулю, а для электрического типа колебаний является конечной величиной. Это объясняется вышеупомянутыми различиями в распределении полей H- и E-типов колебаний КДР. При $\eta=\text{const}$ величина $\Delta\xi^{м}_{д}/\Delta\varepsilon'_р$ возрастает с увеличением γ, а для $\gamma=\text{const}$ — при уменьшении параметра η.

Экспериментальные исследования зависимостей $\xi_{д}^{м,э}(\eta, \gamma)$ для $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов колебаний КДР проведены в 3-сантиметровом диапазоне длин волн, а их результаты показаны на рис. 3.5, 3.6 точками. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов показывает, что погрешность расчета резонансной частоты H_{01} типа колебаний КДР составляет 1 ... 1,5% для $\gamma_\delta\lesssim 0{,}3$ и возрастает до 2 ... 2,5% при $\gamma\simeq 0{,}5$. Для E_{01}-типа колебаний погрешность расчета резонансной частоты не превышает 0,5% при изменении γ от 0 до 0,5. Расчетные значения частоты выше экспериментальных, а их различия обусловлены приближенностью электродинамической модели резонатора. Следует отметить, что дополнительным источником погрешности расчета может быть погрешность измерений диэлектрической проницаемости материала резонатора, используемой в расчетах.

Сравним дисперсионные кривые для $H_{01\delta}$-типа колебаний КДР, полученные в дифракционном приближении, с результатами анализа [61]. Значения частотного параметра $\xi^{м}_{в}$ для $\varepsilon'_р=36$ и ряда значений η и γ, полученные из данных расчета при $\varepsilon'_р\to\infty$, показаны на рис. 3.5 светлыми кружками. Как видно, для $\eta=\text{const}$ $\xi^{м}_{в}>\xi^{м}_{д}$, причем различия увеличиваются при возрастании

Таблица 3.1

ε_p'	k_0R (γ=0,3) для								
	η=0,2	η=0,25	η=0,3	η=0,35	η=0,4	η=0,45	η=0,6	η=0,8	η=1
30	0,793	0,735	0,693	0,661	0,636	0,616	0,573	0,538	0,516
35	0,738	0,682	0,644	0,614	0,591	0,572	0,531	0,500	0,479
40	0,691	0,640	0,603	0,575	0,554	0,536	0,498	0,468	0,448
45	0,657	0,605	0,570	0,544	0,522	0,506	0,470	0,441	0,423
50	0,621	0,574	0,541	0,516	0,496	0,481	0,446	0,420	0,402
55	0,593	0,549	0,517	0,492	0,473	0,458	0,425	0,400	0,384
60	0,568	0,526	0,495	0,472	0,454	0,439	0,408	0,384	0,368
65	0,547	0,506	0,476	0,454	0,436	0,423	0,392	0,369	0,353
70	0,527	0,488	0,459	0,438	0,421	0,407	0,378	0,355	0,341
75	0,509	0,471	0,443	0,423	0,407	0,394	0,366	0,343	0,330
80	0,494	0,457	0,430	0,410	0,394	0,381	0,354	0,332	0,319
85	0,479	0,443	0,417	0,398	0,382	0,370	0,343	0,322	0,310
90	0,466	0,431	0,406	0,387	0,372	0,360	0,334	0,313	0,301
100	0,443	0,409	0,385	0,367	0,353	0,341	0,317	0,297	0,286

Продолжение табл. 3.1

ε_p'	k_0R (γ=0,4) для								
	η=0,2	η=0,25	η=0,3	η=0,35	η=0,4	η=0,45	η=0,6	η=0,8	η=1,0
30	0,808	0,751	0,708	0,675	0,649	0,628	0,584	0,549	0,526
35	0,752	0,698	0,657	0,627	0,603	0,584	0,542	0,509	0,488
40	0,705	0,654	0,616	0,588	0,565	0,547	0,508	0,477	0,457
45	0,667	0,618	0,583	0,555	0,534	0,516	0,480	0,450	0,432
50	0,634	0,587	0,553	0,527	0,507	0,490	0,456	0,428	0,410
55	0,605	0,560	0,527	0,503	0,484	0,467	0,435	0,408	0,391
60	0,580	0,537	0,506	0,482	0,464	0,448	0,417	0,391	0,374
65	0,558	0,517	0,486	0,463	0,446	0,431	0,400	0,375	0,360
70	0,538	0,499	0,469	0,447	0,430	0,416	0,386	0,363	0,347
75	0,521	0,482	0,454	0,432	0,415	0,402	0,374	0,351	0,336
80	0,505	0,467	0,440	0,419	0,402	0,389	0,362	0,340	0,326
85	0,490	0,453	0,427	0,407	0,390	0,378	0,351	0,329	0,316
90	0,476	0,440	0,415	0,395	0,380	0,367	0,341	0,320	0,307
100	0,452	0,418	0,394	0,375	0,361	0,349	0,324	0,304	0,292

Окончание табл. 3.1

ε_p'	k_0R (γ=0,5) для								
	η=0,2	η=0,25	η=0,3	η=0,35	η=0,4	η=0,45	η=0,6	η=0,3	η=1,0
30	0,840	0,779	0,735	0,700	0,674	0,652	0,606	0,568	0,545
35	0,782	0,724	0,683	0,651	0,626	0,605	0,563	0,527	0,506
40	0,733	0,679	0,640	0,610	0,587	0,568	0,527	0,494	0,474
45	0,693	0,642	0,605	0,576	0,554	0,536	0,498	0,467	0,448
50	0,659	0,610	0,575	0,548	0,526	0,509	0,473	0,443	0,425
55	0,629	0,583	0,548	0,523	0,503	0,486	0,451	0,423	0,406
60	0,603	0,558	0,526	0,501	0,482	0,466	0,433	0,406	0,389
65	0,580	0,537	0,506	0,482	0,463	0,448	0,416	0,390	0,373
70	0,560	0,518	0,488	0,465	0,447	0,432	0,401	0,376	0,360
75	0,542	0,500	0,472	0,449	0,432	0,418	0,388	0,364	0,348
80	0,525	0,485	0,457	0,435	0,418	0,405	0,376	0,352	0,337
85	0,510	0,471	0,443	0,422	0,406	0,393	0,364	0,342	0,327
90	0,496	0,458	0,431	0,411	0,395	0,382	0,354	0,333	0,318
100	0,471	0,435	0,410	0,390	0,375	0,362	0,336	0,315	0,302

отношения L/D и уменьшении $\varepsilon'_р$. Численное решение характеристических уравнений для возрастающей последовательности значений диэлектрической проницаемости КДР показывает, что при заданных параметрах η, γ расчетные значения $\xi_д^{м,э}$ асимптотически стремятся к своим предельным значениям $\xi_{д\infty}^{м,э}$, соответствующим $\varepsilon'_р \to \infty$.

Численное решение с помощью ЭВМ характеристического уравнения (3.8) для $H_{01\delta}$-типа колебаний КДР в виде зависимостей приведенного параметра k_0R для ряда дискретных значений параметров η и $\varepsilon'_р$ при различных значениях γ приведены в табл. 3.1. Эти данные могут быть использованы для расчета параметров КДР при заданных значениях резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний и $\varepsilon'_р$.

Предположим, что необходимо рассчитать КДР с параметрами: $\varepsilon'_р=35$; $f=4$ ГГц, $\eta=0{,}4$; $\gamma=0{,}4$. Из таблицы 3.1 следует, что для такого резонатора $k_0R=0{,}603$. Затем следует $D=95{,}493k_0R/f=14{,}39$ мм; $d=L=5{,}76$ мм. Для резонатора с $\varepsilon'_р=80$ получим: $k_0R=0{,}402$, $D=9{,}6$ мм; $d=L=3{,}84$ мм. Погрешность метода расчета может быть учтена путем введения соответствующих поправок, определяемых предварительно экспериментальным путем.

3.3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ОСНОВНОГО ТИПА КОЛЕБАНИЙ

При исследовании взаимодействия КДР с различными электродинамическими системами, использовании их в качестве концентраторов магнитного поля и для ряда других целей важным вопросом является распределение электромагнитного поля для основного четного $H_{01\delta}$-типа колебаний. Это поле в объеме резонатора, коаксиальной полости и ближней зоне описывается в дифракционном приближении скалярными функциями $\Pi^м_{iz}$ (3.1), подстановка которых в соотношения (2.4) позволяет определить все три его составляющие (E_φ, H_z, H_r). При анализе структуры поля ЦДР было показано (§ 2.4), что его распределение в дифракционном приближении описывается зависимостями, которые качественно не отличаются от аналогичных зависимостей в одноволновом приближении. Поэтому с целью иллюстрации основных закономерностей распределения поля КДР и для упрощения анализа воспользуемся выражениями продольных составляющих магнитного поля, найденных для одноволновой модели КДР при $z \geqslant 0$ ($\varepsilon'_в=1$; $\mu'_в$, $\mu'_р=1$) [70]:

$$
\left.
\begin{aligned}
H_{1z} &= \chi_2^2 C_0 [J_0(p_2/2) + G_м N_0(p_2/2)] \cos(\beta_{2z} z) K_0(p_1 r/D)/K_0(p_1/2);\\
H_{2z} &= \chi_2^2 C_0 [J_0(p_2 r/D) + G_м N_0(p_2 r/D)] \cos(\beta_{2z} z);\\
H_{3z} &= \chi_2^2 C_0 [J_0(p_2 \gamma/2) + G_м N_0(p_2 \gamma/2)] \cos(\beta_{2z} z) I_0(p_1 r/D)/I_0(p_1 \gamma/2);\\
H_{4z} &= \chi_2^2 C_0 [J_0(p_2 r/D) + G_м N_0(p_2 r/D)] \cos(\beta_{2z} z_0) e^{-\beta_{4z}(z-z_0)},
\end{aligned}
\right\} \quad (3.4)
$$

где $G_м = -\dfrac{p_1 K_0(p_1/2)\mathcal{J}_1(p_2/2) + p_2 K_1(p_1/2)\mathcal{J}_0(p_2/2)}{p_1 K_0(p_1/2) N_1(p_2/2) + p_2 K_1(p_1/2) N_0(p_2/2)}$, C_0 — амплитудное значение поля; I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; $p_1 = \chi_1 D$; $p_2 = \chi_2 D$.

Поперечные составляющие E_φ- и H_r-поля определяются путем подстановки (3.4) в дифференциальные соотношения, следующие из уравнений Максвелла. Поперечные волновые числа p_1, p_2 и связь между параметрами $\varepsilon'_р$, ξ, η и γ КДР находятся из решения характеристического уравнения

$$\beta_{2z} \operatorname{tg} \beta_{2z} z_0 - \beta_{1z} = 0,$$

$$\frac{\mathcal{J}_1(p_2\gamma/2) - \mathcal{J}_0(p_2\gamma/2) F_2}{N_1(p_2\gamma/2) - N_0(p_2\gamma/2) F_2} - \frac{\mathcal{J}_1(p_2/2) + \mathcal{J}_0(p_2/2) F_1}{N_1(p_2/2) + N_0(p_2/2) F_1} = 0,$$

где $F_1 = \dfrac{p_2}{p_1}\dfrac{K_1(p_1/2)}{K_0(p_1/2)}$, $F_2 = \dfrac{p_2}{p_1}\dfrac{I_1(p_1\gamma/2)}{I_0(p_1\gamma/2)}$, где I_1 — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

Распределение напряженности магнитного и электрического полей как в объеме резонатора, так и вне его в продольном и поперечном сечениях представлены на рис. 3.7, 3.8. Здесь по соответствующим осям откладываются значения функций $\tilde{H}_{iz} = H_{iz}/\chi^2_2$, $\tilde{H}_{ir} = H_{ir}/(\chi_2\beta_{2z})$; $\tilde{E}_{i\varphi} = |E_{i\varphi}|/(\omega\mu_0\chi_2)$ при $C_0 = 1$ и нормированные координаты $r' = 2r/D$, $z' = 2z/L$. Зависимости $\tilde{H}_z(r')$, $\tilde{E}_\varphi(r')$ получены при $z' = 0$, а зависимости $\tilde{H}_r(z')$ и $\tilde{H}_z(z')$ — при $r' = \gamma$ и $r' = 0$ соответственно. Функции $\tilde{H}_r(r')$ и $\tilde{E}_\varphi(z')$ на рисунках не приведены, так как характер их изменения для различных параметров η и γ аналогичен приведенным на рис. 3.7, 3.8 зависимостям $\tilde{E}_\varphi(r')$ и $\tilde{H}_z(z')$, соответственно ($\tilde{H}_r(r') \sim \tilde{E}_\varphi(r')$ для $z' > 0$, $\tilde{E}_\varphi(z') \sim \tilde{H}_z(z')$ для $r' > 0$). В расчетах полагается, что частота резонатора f при различных значениях η и γ постоянна и равна 8,75 ГГц, а относительная диэлектрическая проницаемость материала $\varepsilon'_р = 38$.

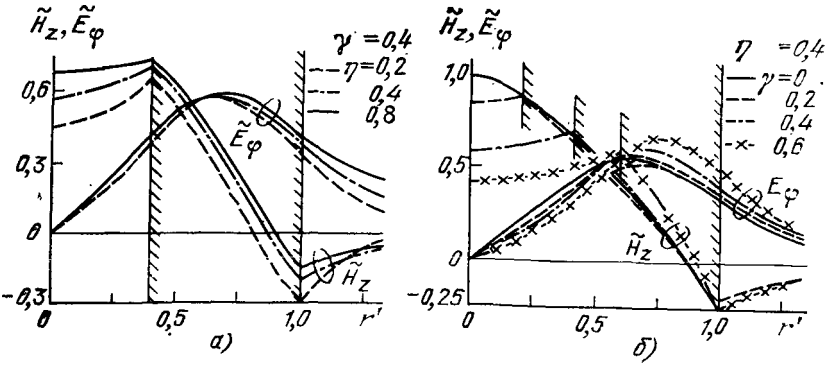


Рис. 3.7. Зависимости нормированных значений продольной $\tilde{H}_z$ и поперечной $\tilde{E}_\varphi$ -составляющих поля $H_{01\delta}$-типа колебаний КДР от координаты r':

а — при различных $\eta(\gamma = \text{const})$; *б* — при различных $\gamma(\eta = \text{const})$

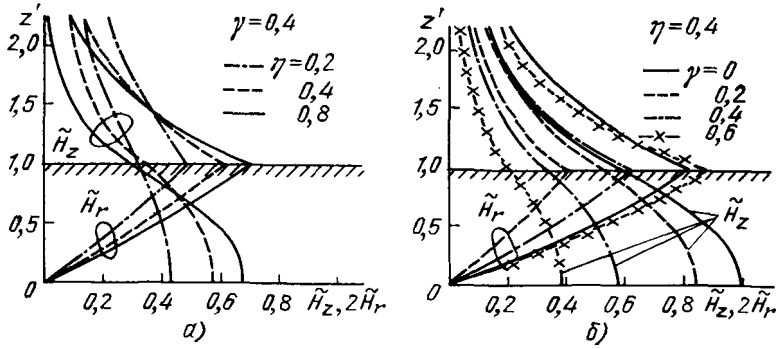


Рис. 3.8. Зависимости нормированных значений продольной $\tilde{H}_z$ и поперечной $\tilde{H}_r$ составляющих поля $H_{01\delta}$-типа колебаний КДР от координаты z':
а — при различных $\eta(\gamma=\text{const})$; *б* — при различных $\gamma(\eta=\text{const})$

При изменении координаты r' в области $0 \leqslant r' < \infty$ ($z'=\text{const}$) продольная составляющая $\tilde{H}_z$ магнитного поля КДР принимает экстремальные значения на внутренней ($r'=\gamma$) и внешней ($r'=1$) поверхностях резонатора и изменяет знак в области $\gamma < r' < 1$ при некотором значении координаты $r'=r'_s$, которая находится из решения уравнения $\mathcal{J}_0(p_2 r'_s/2) + G_м N_0(p_2 r'_s/2) = 0$. Величина r'_s зависит от параметров резонатора следующим образом: при уменьшении $\eta(\gamma=\text{const})$ или $\gamma(\eta=\text{const})$ координата нулевого значения поля смещается к оси резонатора. Как следует из рис. 3.7, максимальные значения составляющей $\tilde{H}_z$ поля на внутренней поверхности КДР в большей мере зависят от γ при $\eta=\text{const}$ и в меньшей — при изменении η и $\gamma=\text{const}$ (области с заштрихованными границами $\gamma \leqslant r' \leqslant 1$ на рисунках соответствуют кольцевой области поперечного сечения КДР при заданных значениях η и γ). Изменения экстремальных значений составляющей $\tilde{H}_z$ поля на внешней цилиндрической поверхности резонатора противоположны ее изменениям на внутренней цилиндрической поверхности при вариациях параметрами η и γ.

В коаксиальной полости КДР ($r' < \gamma$) распределение составляющей поля $\tilde{H}_z$ при изменении r' определяется характером изменения фуикции $I_0(p_1 r'/2)$, так как $\chi^2_1 < 0$. Экстремальные значения продольной составляющей магнитного поля достигаются на оси и внутренней цилиндрической поверхности КДР $r'=\gamma$, причем величина $\tilde{H}_z$ монотонно возрастает при увеличении r'. Неоднородность составляющей поля $\tilde{H}_z$ в этой области резонатора при $\gamma=\text{const}$ возрастает с уменьшением параметра η. При условии $\chi^2_1 > 0$ ($\gamma=0$) изменение $\tilde{H}_z$ в коаксиальной полости КДР определяется функцией $\mathcal{J}_0(p_1 r'/2)$, которая имеет максимум на оси резонатора (рис. 3.7,*б*).

Во внешней области $r > R$ характер распределения поля в поперечном сечении определяется поведением функции $K_0(p_1 r/D)$, которая при больших значениях аргумента аппроксимируется со-

отношением $K_0(p_1 r/D) \simeq [\pi D/(2p_1 r)]\, e^{-p_1 r/D}$ (здесь внешнее приведенное поперечное волновое число p_1 является параметром затухания поля в поперечном сечении вне резонатора). Как следует из графических зависимостей, затухание поля возрастает при уменьшении η (γ=const) и возрастании γ (η=const).

Поперечные составляющие электрического $\tilde{E}_\varphi$ и магнитного $\tilde{H}_r$ полей КДР при изменении координаты r' равны нулю на оси резонатора и имеют максимум при значении $r'=r'_{s1}$, определяемом из уравнения $\mathcal{J}'_1(p_2 r'_{s1}/2) + G_M N'_1(p_2 r_{s1}/2) = 0$. Экстремум поперечных составляющих электрического и магнитного полей находится в кольцевой области резонатора и смещается к его оси при уменьшении η (γ=const). Их значения на внешней поверхности КДР возрастают при увеличении η и γ. Вне боковой поверхности резонатора $r'=1$ изменение $\tilde{E}_\varphi$, $\tilde{H}_r$ составляющих поля определяется функцией $K_1(p_1 r/D)$ и иллюстрируется рис. 3.7.

На рис. 3.8 приведены зависимости продольной и поперечной составляющих магнитного поля от координаты $z' \geqslant 0$ в продольном сечении КДР (функция $\tilde{H}_z(z')$ является четной, а $\tilde{H}_r(z')$ — нечетной относительно плоскости $z=0$). Из них следует, что в области $|z'|<1$ продольная составляющая H_z максимальна при $z'=0$ и монотонно уменьшается при увеличении $|z'|$. Поперечная составляющая $\tilde{H}_r$ магнитного поля равна нулю при $z'=0$ и возрастает при увеличении $|z'|$, достигая максимального значения в плоскостях $z'=\pm 1$. Величина $\tilde{H}_{z\max}$ возрастает при уменьшении γ и увеличении η, а $\tilde{H}_{r\max}$ — при увеличении γ и η.

Во внешней области $|z'|>1$ составляющие полей убывают экспоненциально с увеличением расстояния от поверхностей $z'=\pm 1$. Затухание полей определяется значением продольного волнового числа β_{4z} и возрастает при увеличении η (γ=const) и γ (η=const).

Для сравнения на рис. 3.7,*б* и рис. 3.8,*б* приведены зависимости $\tilde{H}_z(r')$, $\tilde{E}_\varphi(r')$ при $z'=0$, $\tilde{H}_z(z')$ при $r'=0$ и $\tilde{H}_r(z')$ при $r'=1/2$ для однородного цилиндрического резонатора ($\gamma=0$).

Приведенные зависимости описывают основные закономерности распределения составляющих электромагнитного поля $H_{01\delta}$-типа колебаний КДР в объеме резонатора, коаксиальной полости и в ближней зоне окружающего его пространства. Согласно [61] поле в промежуточной и дальней зонах аналогично полю магнитного диполя с моментом p_m, который находится при решении задачи, поставленной в § 2.4. Конфигурация кривых в меридиональном сечении резонатора, на которых составляющая поля E_φ принимает постоянные значения, показана на рис. 3.9,*а*. Распределение силовых линий магнитного поля КДР в меридиональной плоскости иллюстрируется рис. 3.9,*б*. На обоих рисунках соответствующие значения функций, описывающих поля резонатора, нормированы на их максимальные значения. Сравнение конфигурации силовых линий магнитного поля ЦДР (рис. 2.11) и КДР (рис. 3.9,*б*) показывает, что допущение магнитной боковой стенки, на которой $H_\tau=0$, достаточно хорошо выполняется на боко-

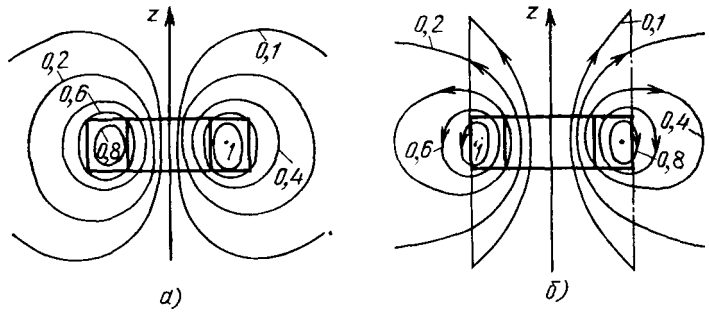


Рис. 3.9. Кривые постоянных значений нормированной функции $E_\varphi/E_{\varphi max}$ (*а*) и распределение силовых линий магнитного поля (*б*) в меридиональном сечении КДР при $\gamma=1/3$ и $\eta=0{,}5$

вой поверхности цилиндрического резонатора, несколько хуже вблизи торцевых его поверхностей и неприемлемо для описания поля в кольцевом резонаторе.

3.4. РАДИАЦИОННАЯ ДОБРОТНОСТЬ

Для расчета нагруженной добротности КДР с колебаниями $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов можно воспользоваться расчетными соотношениями (2.24), (2.25), приведенными выше. При этом справедливы все рассуждения о потерях в диэлектрике, в стенках резонатора и потерях на излучение, а также их количественные соотношения. Однако зависимости радиационной добротности $Q_и$ от параметров КДР имеют некоторые специфические особенности, обусловленные возмущением поля резонатора коаксиальной полостью. Метод решения граничной электродинамической задачи о собственных колебаниях $H_{01\delta}$- и $E_{01\delta}$-типов КДР, изложенный в работах [59, 61], позволяет рассчитывать поля резонатора в дальней

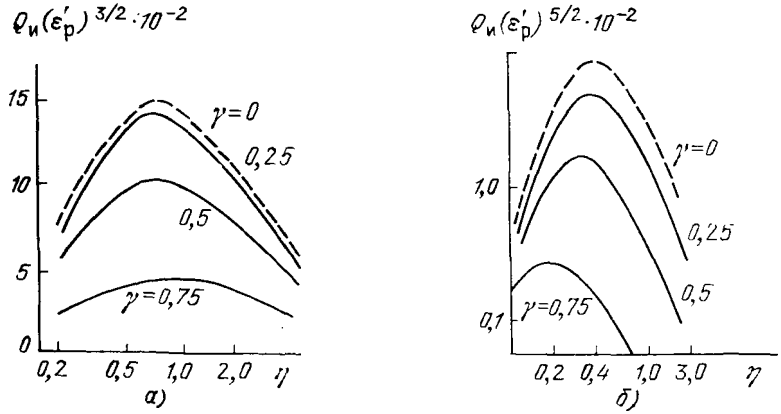


Рис. 3.10. Зависимости добротности $Q_и$ от геометрических размеров КДР для $H_{01\delta}$- (*а*) и $E_{01\delta}$ (*б*) типов колебаний резонатора (— — — расчет для ЦДР)

Таблица 3.2

γ	η								
	0,2	1/3	0,5	2/3	1	1,5	2	3	5
0	0,0733	0,115	0,139	0,148	0,144	0,129	0,114	0,0883	0,0611
0,25	0,0705	0,111	0,133	0,143	0,139	0,124	0,110	0,0866	0,0590
0,50	0,0521	0,0824	0,100	0,108	0,106	0,0968	0,0846	0,0676	0,0456
0,75	0,0230	0,0369	0,0437	0,0469	0,0468	0,0427	0,0379	0,0301	0,0207

зоне и исследовать указанные зависимости в широком диапазоне изменений параметров η, γ и $\varepsilon'_р$.

Согласно [61] радиационная добротность КДР для $H_{01\delta}$-типа колебаний при $\eta=\text{const}$, $\varepsilon'_р=\text{const}$ уменьшается по мере увеличения диаметра коаксиальной полости. Как и для ЦДР зависимости величины $Q_и$ от параметра η и $\gamma=\text{const}$ имеют экстремум (максимум) для $\eta\approx 0{,}7$ (рис. 3.10,*а*). При равных условиях величина $Q_и$ тем больше, чем больше диэлектрическая проницаемость КДР ($Q_и \sim (\varepsilon'_р)^{3/2}$). В табл. 3.2 приведены расчетные значения величины $(Q_и/(\varepsilon'_р)^{3/2})$ для ряда дискретных значений η и γ, с помощью которых можно оценить величину $Q_и$ для практически важных случаев.

Для электрического $E_{01\delta}$-типа колебаний КДР зависимости $Q_и$ от параметров η и γ имеют аналогичный характер, причем $Q_и \sim (\varepsilon'_р)^{5/2}$ [59]. Однако по мере увеличения параметра возмущения γ максимум кривых $Q_и(\eta)$ смещается в сторону меньших значений η (рис. 3.10,*б*).

Глава четвертая

ОТКРЫТЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ

Наряду с цилиндрическими и кольцевыми диэлектрическими резонаторами в режиме возбуждения низших электромагнитных колебаний представляют интерес колебательные системы других форм: сферические, эллипсоидальные, прямоугольные и сложной формы. Важнейшие особенности этих резонаторов, а также теоретические соотношения, позволяющие провести инженерный расчет полевых, частотных и энергетических характеристик ДР, обсуждаются в данной главе.

4.1. НИЗШИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА

Исследование открытых диэлектрических резонаторов сферической формы отличается возможностью строгого учета внешних полей, поскольку граница раздела диэлектрик — воздух совпадает с координатной поверхностью в сферической системе координат. В связи с этим шар является наиболее подходящей моделью для строгого решения задач о свойствах и параметрах ДР.

В результате решения уравнений Максвелла применительно к изотропному шару в сферической системе координат (ρ, θ, φ) соотношения для составляющих полей магнитных колебаний внутри шара находятся в таком виде [24]:

$$
\begin{aligned}
&E_\rho = 0;\\
&E_\theta = -jA\sqrt{\frac{\mu_p\mu_0}{\varepsilon_p\varepsilon_0}}\,\frac{\beta m\sqrt{\beta\rho}}{\rho\sin\theta}\,\mathcal{J}_{n+\frac{1}{2}}(\beta\rho)\,P_n^m(\cos\theta)\begin{Bmatrix}\cos m\varphi\\ -\sin m\varphi\end{Bmatrix},\\
&E_\varphi = jA\sqrt{\frac{\mu_p\mu_0}{\varepsilon_p\varepsilon_0}}\,\frac{\beta\sqrt{\beta\rho}}{\rho}\,\mathcal{J}_{n+\frac{1}{2}}(\beta\rho)\,\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta}\begin{Bmatrix}\sin m\varphi\\ \cos m\varphi\end{Bmatrix};\\
&H_\rho = A\frac{n(n+1)\sqrt{\beta\rho}}{\rho^2}\,\mathcal{J}_{n+\frac{1}{2}}(\beta\rho)\,P_n^m(\cos\theta)\begin{Bmatrix}\sin m\varphi\\ \cos m\varphi\end{Bmatrix};\\
&H_\theta = \frac{A}{\rho}\,\frac{d\left[\sqrt{\beta\rho}\,\mathcal{J}_{n+\frac{1}{2}}(\beta\rho)\right]}{d\rho}\,\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta}\begin{Bmatrix}\sin m\varphi\\ \cos m\varphi\end{Bmatrix};\\
&H_\varphi = \frac{Am}{\rho\sin\theta}\,\frac{d\left[\sqrt{\beta\rho}\,\mathcal{J}_{n+\frac{1}{2}}(\beta\rho)\right]}{d\rho}\,P_n^m(\cos\theta)\begin{Bmatrix}\cos m\varphi\\ -\sin m\varphi\end{Bmatrix},
\end{aligned}
\tag{4.1}
$$

где A — постоянный множитель, определяющий амплитудное значение поля; $\beta=\omega\sqrt{\varepsilon_p\mu_p/c}$ — волновое число в диэлектрике; $\mathcal{J}_{n+\frac{1}{2}}(\beta\rho)$ — функция Бесселя 1-го рода порядка $n+\frac{1}{2}$, $P^m{}_n\times$ $\times(\cos\theta)$ — присоединенная функция Лежандра, n и m — степень и порядок функции; ω — круговая частота; c — скорость света. В соотношениях (4.1) опущен множитель $e^{j\omega t}$, определяющий гармоническую зависимость полей от времени. Вне диэлектрического шара выражения для составляющих полей подобны (4.1), отличаясь от них множителем B вместо A и заменой функции Бесселя функцией Ганкеля второго рода $H^{(2)}_{n+\frac{1}{2}}$. Компоненты электромагнитного поля E-колебаний могут быть получены из (4.1) при соответствующей замене E и H местами.

Из условия непрерывности полей на поверхности раздела диэлектрик — воздух, где $\rho=R$ (R — радиус шара), находят следующие трансцендентные характеристические уравнения [24]:

для H_{nmz}-колебаний

$$\frac{\mathcal{J}_{n-\frac{1}{2}}(\beta R)}{\mathcal{J}_{n+\frac{1}{2}}(\beta R)} = \frac{H^{(2)}_{n-\frac{1}{2}}(k_0 R)}{\sqrt{\varepsilon_p}\, H^{(2)}_{n+\frac{1}{2}}(k_0 R)}; \qquad (4.2)$$

для E_{nmz}-колебаний

$$\frac{n}{\beta R} - \frac{\mathcal{J}_{n-\frac{1}{2}}(\beta R)}{\mathcal{J}_{n+\frac{1}{2}}(\beta R)} = \frac{n\varepsilon_p}{\beta R} - \sqrt{\varepsilon_p}\,\frac{H^{(2)}_{n-\frac{1}{2}}(k_0 R)}{H^{(2)}_{n+\frac{1}{2}}(k_0 R)}, \qquad (4.3)$$

где $k_0 = \beta/\sqrt{\varepsilon_p}$. Эти уравнения позволяют найти параметр β, определяющий резонансные частоты H- и E-колебаний. Поскольку внешнее поле определяется комплексной функцией Ганкеля, то параметр β получается также комплексным:

$$\beta R = X - jY = \frac{\sqrt{\varepsilon_p \mu_p}}{c} R(\omega' - j\omega''), \qquad (4.4)$$

где физический смысл комплексной частоты связан с радиационной добротностью резонатора (2.24), которая равна

$$Q_и = \omega'/2\omega'' = X/2Y.$$

Зависимости параметров X и Y от ε_p для пяти типов колебаний, имеющих наиболее низкие резонансные частоты, показаны на рис. 4.1. Видно, что параметр X несущественно изменяется по мере увеличения ε_p материала резонатора (рис. 4.1,*а*). В то же время для параметра Y видна тенденция увеличения крутизны при

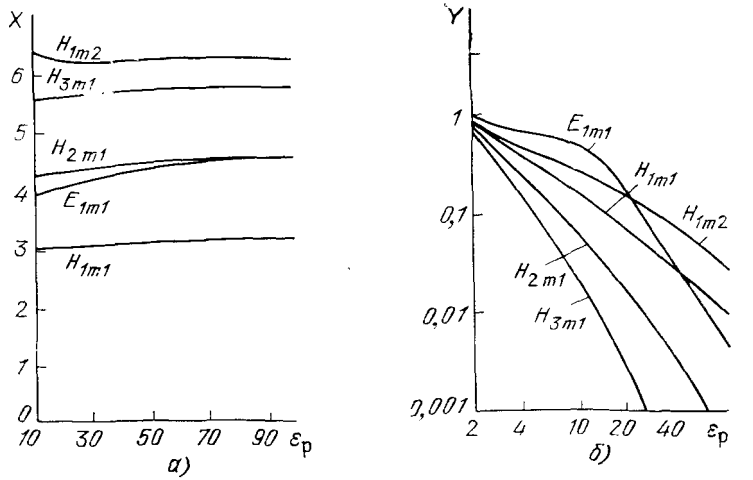


Рис. 4.1. Зависимости параметров X и Y от ε'_p диэлектрического шара для нескольких низших типов электрических колебаний

изменении ε_p для магнитных колебаний, индекс n которых увеличивается. Эта закономерность объясняет возможность реализации больших значений радиационной добротности азимутальных колебаний высокого порядка в шаре с малыми значениями ε_p. Из рис. 4.1,*б* также следует, что радиационная добротность E_{1m1}-колебания при $\varepsilon_p \lesssim 40$ меньше, чем у H_{1m1}-колебания, а при $\varepsilon_p \gtrsim 40$ — наоборот. Важный для практики вывод, который следует из рис. 4.1,*б* с учетом (4.5), состоит в том, что радиационная добротность существенно увеличивается с ростом диэлектрической проницаемости материала. Знание этой закономерности важно при решении задач построения антенных элементов на основе ОДР и должно учитываться при использовании ДР в линиях передачи.

Из всех колебаний ДРШ наибольший практический интерес представляют низшие магнитное H_{101} и электрическое E_{101} колебания. Для колебаний H_{101} силовые линии электрического поля расположены на сфере, а магнитного — в меридиональных плоскостях [24]. Для колебания E_{101} распределение силовых линий аналогичное при замене местами E- и H-полей. Электромагнитные поля излучения ДРШ для этих типов колебаний в дальней зоне тождественны полям, создаваемым магнитными и электрическими диполями с моментами $\mathbf{p}_m$ и $\mathbf{p}_э$, найденными по распределению поля на граничной поверхности резонатора. Это служит обоснованием возможности дипольного представления ДРШ.

В [72] показано, что описание внешнего поля ДРШ функцией Неймана, которая в отличие от функции Ганкеля является действительной, упрощает расчет характеристик резонатора. С учетом известной замены функций Бесселя и Ганкеля на сферические функции $j_n(x)$ и $y_n(x)$, используя (4.1), запишем выражения для составляющих полей осесимметричных магнитных колебаний внутри шара:

$$E_\varphi = j A \sqrt{\frac{\mu_p \mu_0}{\varepsilon_p \varepsilon_0}} \frac{\beta}{\rho} j_n(\beta\rho) \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta};$$

$$H_\rho = A \frac{n(n+1)}{\rho^2} j_n(\beta\rho) P_n(\cos 0); \qquad (4.5)$$

$$H_0 = A \frac{\beta}{\rho} \frac{dj_n(\beta\rho)}{d(\beta\rho)} \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}$$

и вне шара

$$E_\varphi = j B \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{k_0}{\rho} y_n(\beta_0\rho) \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta};$$

$$H_\rho = B \frac{n(n+1)}{\rho^2} y_n(\beta_0\rho) P_n(\cos\theta); \qquad (4.6)$$

$$H_\theta = B \frac{k_0}{\rho} \frac{dy_n(\beta_0\rho)}{d(\beta_0\rho)} \frac{dP_n\cos(\theta)}{d\theta}.$$

Приведенные соотношения позволяют, по аналогии с [73] для

ДРШ АК, решить задачу о волновом сопротивлении Z_s граничной поверхности, для которой при $\rho=R$:

$$Z_s=\frac{E_\varphi}{H_\theta}=-j\sqrt{\frac{\mu_p\mu_0}{\varepsilon_p\varepsilon_0}}\,\frac{j_n(p)}{j_{n-1}(p)-\frac{n}{p}j_n(p)}, \tag{4.7}$$

где $p=\beta R$. Из условия непрерывности полей на границе раздела $\rho=R$ из (4.5), (4.6) находим сначала связь между амплитудами A и B:

$$B=\frac{A\sqrt{\varepsilon_p}\,j_n'(p)}{y_n'(q)}, \tag{4.8}$$

где $q=k_0R$, а затем трансцендентное уравнение для расчета волновых чисел

$$\frac{j_{n-1}(p)}{j_n(p)}=\frac{y_{n-1}(q)}{\sqrt{\varepsilon_p}\,y_n(q)}. \tag{4.9}$$

Используя известные [74] рекуррентные соотношения для сферических функций, находим следующие характеристические уравнения для вычисления резонансных частот ряда типов колебаний ДРШ [75]:

$$H_{101}-\quad \frac{1+q\operatorname{tg}q}{1-p\operatorname{ctg}p}=\frac{1}{\varepsilon_p}; \tag{4.10}$$

$$H_{201}-\quad q^2\left(\frac{1}{1+q\operatorname{tg}q}+\frac{1}{p\operatorname{ctg}p-1}\right)=3\left(1-\frac{1}{\varepsilon_p}\right); \tag{4.11}$$

$$H_{301}-\quad q^4\left(\frac{1}{3-q^2+3q\operatorname{tg}q}-\frac{\varepsilon_p}{3-p^2-3p\operatorname{ctg}p}\right)=15\left(1-\frac{1}{\varepsilon_p}\right). \tag{4.12}$$

Частота колебаний H_{102} определяется вторым корнем уравнения (4.10).

Аналогично решается задача о характеристиках осесимметричных электрических колебаний ДРШ. Их составляющие полей: внутри шара

$$H_\varphi=-jA\sqrt{\frac{\varepsilon_p\varepsilon_0}{\mu_p\mu_0}}\,\frac{\beta}{\rho}\,j_n(\beta\rho)\,\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta};$$

$$E_\rho=A\,\frac{n(n+1)}{\rho^2}\,j_n(\beta\rho)\,P_n(\cos\theta), \tag{4.13}$$

$$E_\theta=A\,\frac{\beta}{\rho}\,\frac{dj_n(\beta\rho)}{d(\beta\rho)}\,\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta};$$

вне шара

$$H_\varphi = -jB\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{\beta_0}{\rho}\,y_n(k_0\rho)\,\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta};$$

$$E_\rho = B\frac{n^*(n+1)}{\rho^2}\,y_n(k_0\rho)\,P_n(\cos\theta); \qquad (4.14)$$

$$E_\theta = B\frac{k_0}{\rho}\frac{dy_n(k_0\rho)}{d(k_0\rho)}\cdot\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}.$$

Волновое сопротивление граничной поверхности

$$Z_s = -\frac{E_\theta}{H_\varphi} = -j\sqrt{\frac{\mu_p\mu_0}{\varepsilon_p\varepsilon_0}}\left[\frac{n}{p} - \frac{j_{n-1}(p)}{j_n(p)}\right]. \qquad (4.15)$$

Связь между амплитудами A и B

$$B = A\frac{\varepsilon_p j_n(p)}{y_n(q)}. \qquad (4.16)$$

Характеристическое уравнение для расчета волновых чисел имеет вид

$$\frac{n}{p} - \frac{j_{n-1}(p)}{j_n(p)} = \sqrt{\varepsilon_p}\left[\frac{n}{q} - \frac{y_{n-1}(q)}{y_n(q)}\right]. \qquad (4.17)$$

Для низшего электрического колебания E_{101} имеем

$$q^2\left(\frac{1}{1+q\operatorname{tg}q} + \frac{1}{p\operatorname{ctg}p - 1}\right) = 1 - \frac{1}{\varepsilon_p}. \qquad (4.18)$$

Для облегчения расчетов резонансных частот в табл. 4.1 приведены значения параметра p для двух низших типов колебаний при изменении ε_p материала ДРШ [76]. Зная параметр p и радиус

Таблица 4.1

ε_p	20	25	30	35	40	45	50	55
p для H_{101}	3,041	3,054	3,064	3,072	3,079	3,085	3,089	3,093
p для E_{101}	4,166	4,232	4,279	4,313	4,339	4,359	4,375	4,387

Окончание табл. 4.1

ε_p	60	65	70	75	80	85	90	95	100
p для H_{101}	3,097	3,100	3,102	3,105	3,107	3,109	3,110	3,112	3,113
p для E_{101}	4,398	4,406	4,413	4,420	4,425	4,430	4,434	4,437	4,440

шара R, нетрудно вычислить резонансную частоту ДРШ по формуле

$$f_{\text{р}} = \frac{150p}{\pi R\sqrt{\varepsilon_{\text{р}}}}, \tag{4.19}$$

где $f_{\text{р}}$ выражена в гигагерцах, а R — в миллиметрах.

Приведем пример расчета резонансных частот ДРШ диаметром 6 мм из материала с $\varepsilon_{\text{р}}=80$. Параметры p для колебаний H_{101} и E_{101} соответственно равны 3,107 и 4,425. Используя (4.19), находим резонансные частоты H_{101}- и E_{101}-типов колебаний соответственно 5,534 ГГц и 7,881 ГГц.

Наряду с рассмотренной выше радиационной добротностью важной энергетической характеристикой ДРШ является запасаемая им энергия. Она представляет собой энергию, сосредоточенную непосредственно в шаре и вблизи окружающего его пространства.

Известно, что в общем случае средняя энергия гармонически изменяющихся электрического E и магнитного H полей в объеме вычисляется по формуле

$$W = \frac{1}{4}\int_V (\varepsilon_{\text{р}}\varepsilon_0 \mathbf{EE}^* + \mu_{\text{р}}\mu_0 \mathbf{HH}^*)\, dV. \tag{4.20}$$

В конкретном случае ДРШ в сферической системе координат имеем

$$W = \frac{1}{4}\varepsilon_{\text{р}}\varepsilon_0 \int_V (|E_\rho|^2 + |F_\theta|^2 + |E_\varphi|^2)\rho^2 \sin\theta\, d\rho\, d\theta\, d\varphi + \\ + \frac{1}{4}\mu_{\text{р}}\mu_0 \int_V (|H_\rho|^2 + |H_\theta|^2 + |H_\varphi|^2)\rho^2 \sin\theta\, d\rho\, d\theta\, d\varphi. \tag{4.21}$$

Используя соотношения (4.5) совместно с (4.21), находим энергию, запасаемую осесимметричными магнитными колебаниями внутри шара [72]

$$W_1 = \mu_{\text{р}}\mu_0 A^2 \frac{2\pi p}{3R}\left(p - \frac{1}{p} + \frac{\sin 2p}{p^2} - \frac{\sin^2 p}{p^3}\right). \tag{4.22}$$

Энергия, запасаемая ДРШ в окружающем его пространстве,

$$W_2 = \mu_0 B^2 \frac{2\pi q}{3R}\left(\frac{1}{q^3} + \frac{2}{q}\right). \tag{4.23}$$

С учетом (4.8) полная запасаемая энергия магнитных колебаний записывается в виде

$$W = \mu_{\text{р}}\mu_0 A^2 \frac{2\pi p}{3R}\left[p - \frac{1}{p} + \frac{\sin 2p}{p^2} - \frac{\sin^2 p}{p^3} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{\mu_{\text{р}}}{\varepsilon_{\text{р}}}}\frac{1+2q^2}{q(1+q^2)}\left(\frac{\sin p}{p} - \cos p\right)^2\right]. \tag{4.24}$$

С уменьшением диэлектрической проницаемости материала ДРШ способность резонатора концентрировать энергию ухудшается. Числовой оценкой концентрации энергии внутри шара и может быть отношение

$$K_{\text{к}} = W_1/W. \tag{4.25}$$

4.2. РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ КОЛЕБАНИЙ В ДВУХСЛОЙНОМ ШАРЕ

Выше было показано, что создание в цилиндрическом ДР коаксиальной воздушной полости, т. е. переход к кольцевому ДР, приводит к эффективному изменению резонансных частот колебаний высших типов, особенно электрических; это позволяет решать проблему разрежения спектра высших типов колебаний ДР. Аналогичный эффект возможен [22] в ДРШ, в центре которого находится сферическая полость (рис. 4.2). Такой двухслойный ДР является одной из разновидностей многослойных сферических резонаторов [77]. Подход к анализу собственных колебаний двухслойного шара аналогичен традиционному при решении задач о собственных колебаниях резонаторов. В соответствии с этим подходом сначала записывают потенциальную функцию исследуемой структуры (рис. 4.2) в сферической системе координат (ρ, θ, φ) для областей *1*, *2* и *3*. После этого из условия непрерывности полей на границах разделов сред *1—2*, *2—3* находят [22] характеристические уравнения, которые имеют вид:

для магнитных колебаний H_{nmz}

$$\left\{ j_n(p) \frac{d}{ds}[sj_n(s)] - j_n(s) \frac{d}{dp}[pj_n(p)] \right\} [y_n(q)\, ty_{n-1}(t) - qy_{n-1}(q)\, y_n(t)] =$$

$$= \left\{ j_n(p) \frac{d}{ds}[sy_n(s)] - y_n(s) \frac{d}{dp}[pj_n(p)] \right\} [y_n(q)\, tj_{n-1}(t) - qy_{n-1}(q)\, j_n(t)]; \tag{4.26}$$

для электрических колебаний E_{nmr}

$$\left\{ j_n(p) \frac{d}{ds}[sj_n(s)] - \varepsilon_{2p} j_n(s) \frac{d}{dp}[pj_n(p)] \right\} \times$$

$$\times \left\{ y_n(q) \frac{d}{dt}[ty_n(t)] - \varepsilon_{2p} y_n(t) \frac{d}{dq}[qy_n(q)] \right\} =$$

$$= \left\{ j_n(p) \frac{d}{ds}[sy_n(s)] - \varepsilon_{2p} y_n(s) \frac{d}{dp}[pj_n(p)] \right\} \times$$

$$\times \left\{ y_n(q) \frac{d}{dt}[tj_n(t)] - \varepsilon_{2p} j_n(t) \frac{d}{dq}[qy_n(q)] \right\}, \tag{4.27}$$

где $j_n(x)$, $y_n(x)$ — сферические функции Бесселя и Неймана; $p = \beta_1 R_1$; $s = \beta_2 R_1$; $t = \beta_2 R_2$; $q = k_0 R_2$; β_1, β_2, β_3 — волновые числа соответственно в частичных областях *1*, *2* и *3*.

Представляющие интерес зависимости параметра t от отношения R_1/R_2 для ряда низших колебаний показаны на рис. 4.3 для случая $\varepsilon_1 = 81$, $\varepsilon_2 = 324$ [22]. Сравнение параметра t двухслойного шара на рис. 4.3 с соответствующим ему параметром X на рис. 4.1,*а* наглядно показывает деформацию спектров ряда низших типов колебаний при изменении отношения R_1/R_2. При этом следует учесть различные значения ε_p, для которых построены графики на рис. 4.1,*а* и рис. 4.3; однако слабая зависимость параметров X и t от диэлектрической проницаемости делает влияние этого

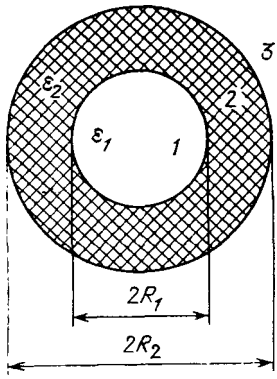


Рис. 4.2. Поперечное сечение двухслойного шара

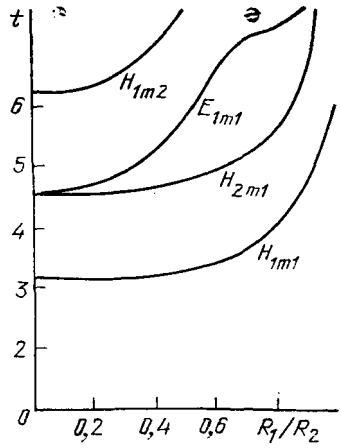


Рис. 4.3. Завнсимости параметров t от отношения радиусов шара и сферической полости для низших типов электромагнитных колебаний диэлектрических резонаторов

различия не очень существенным. Вследствие возмущения электрических колебаний E_{1m1} при определенном соотношении радиусов $R_1/R_2>0{,}7$ ближайшее электрическое колебание может быть отстроено от низшего колебания H_{1m1} на полосу частот больше октавы. Колебание H_{2m1} при этом может быть устранено соответствующим расположением резонатора в линии передачи, например в центре прямоугольного волновода. Зависимости, приведенные на рис. 4.3, позволяют приближенно оценить резонансную частоту колебаний двухслойного шара. Это приближение обусловлено тем, что графики на рис. 4.3 даны для конкретных значений ε_1, ε_2 и их соотношения, не обязательно совпадающих с возможной практической ситуацией. При этом вклад в ошибку нахождения t вносит (хотя и слабая, но вполне ощутимая) зависимость параметра t от диэлектрической проницаемости. Поскольку параметр $t=\beta_2 R_2$, то резонансная частота

$$f_p=\frac{ct}{2\pi\sqrt{\varepsilon_2}R_2}. \qquad (4.28)$$

В качестве примера сделаем приближенную оценку резонансных частот H_{101}- и E_{101}-типов колебаний для диаметра $2R_2=6$ мм и материала с $\varepsilon_2=80$, как это было принято для примера в § 4.1. Положив $R_1/R_2=0{,}7$, что соответствует диаметру воздушной полости 4,2 мм, находим из рис. 4.3 приближенные значения параметра $t=3{,}4$ для колебания H_{101} и $t=6{,}8$ для колебания E_{101}. Пользуясь формулой (4.28), вычисляем соответствующие частоты $f_p=6{,}015$ ГГц и $f_p=12{,}03$ ГГц. Сопоставление этих частот с полученными в упомянутом выше примере наглядно показывает возможности применения двухслойных шаровых ДР для разрежения спектра резонансных частот высших типов колебаний ДР.

4.3. РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭЛЛИПСОИДОВ ВРАЩЕНИЯ

Поскольку диэлектрический эллипсоид вращения (сфероид) является обобщенной формой ДР, то из результатов решения электродинамической задачи о его резонансных свойствах как частные случаи с использованием предельных переходов могут быть найдены решения для ДР в форме шара, круговых цилиндров и плоских дисков. Вариация большой и малой осей сфероида при этом должна позволить оценить изменение спектра резонансных частот основного и высших типов колебаний, что важно для обоснования оптимальности выбора формы резонатора и соотношения его размеров. Существенным обстоятельством является также то, что математическое моделирование собственных электромагнитных колебаний сфероидов возможно в строгой постановке задачи, если ее решение искать в сфероидальных координатах, для которых граница раздела диэлектрик — воздух представляет собой одну из координатных поверхностей. Основные результаты решения этой задачи об осесимметричных колебаниях диэлектрического сфероида [23] сводятся к следующему.

Алгоритм нахождения составляющих электромагнитного поля и характеристических уравнений, определяющих резонансные частоты осесимметричных магнитных и электрических колебаний в сплюснутых и вытянутых эллипсоидах вращения, принципиально тождествен при решении аналогичных задач для ДР в форме шара. Специфика решения задачи в рассматриваемом случае состоит в использовании в качестве исходных скалярных уравнений для потенциалов Абрагама и решении уравнений Максвелла в сфероидальных координатах (ξ, η, φ). При этом, например, осесимметричные магнитные колебания вытянутого эллипсоида вращения аналогично шару (4.5), (4.6) имеют три составляющие E_φ, H_ξ, H_η и отличаются тем, что поля внутри сфероида выражаются через вытянутые радиальные сфероидальные функции первого рода $R^{(1)}_{1l}(h, \sqrt{\varepsilon_p}, \xi)$, а внешние поля — через вытянутые радиальные сфероидальные функции четвертого рода $R^{(4)}_{1l}(h, \xi)$, имеющие на бесконечности вид расходящихся сферических волн. При этом ε_p — относительная диэлектрическая проницаемость ДР, параметр $h=k_0 g$, где k_0 — волновое число в свободном пространстве; g — полуфокусное расстояние, которое связано с большой полуосью $b_в$ эллипсоида и сфероидальной координатой границы ξ_0 соотношением $b_в=g\xi_0$. Малая полуось $a_в$ вытянутого эллипсоида связана с этими параметрами соотношением $a_в=g\sqrt{\xi^2_0-1}$. После нахождения полей, как обычно, используется граничное условие непрерывности тангенциальных составляющих полей на поверхности сфероида, удовлетворяя которому, получают характеристическое уравнение, определяющее резонансные частоты. Для магнитных типов колебаний H_{10r} сфероида это уравнение имеет вид

$$\frac{1}{R_{1l}^{(1)}(\sqrt{\varepsilon_p}h,\ \xi_0)}\frac{dR_{1l}^{(1)}(\sqrt{\varepsilon_p}h,\ \xi_0)}{d\xi}=$$

$$=\frac{1}{R_{1l}^{(1)}(h,\ \xi_0)-jR_{1l}^{(2)}(h,\ \xi_0)}\frac{d\left[R_{1l}^{(1)}(h,\ \xi_0)-jR_{1l}^{(2)}(h,\ \xi_0)\right]}{d\xi}. \quad (4.29)$$

Для электрических типов колебаний E_{l0r}

$$\frac{1}{R_{1l}^{(1)}(\sqrt{\varepsilon_p}h,\ \xi_0)}\frac{dR_{1l}^{(1)}(\sqrt{\varepsilon_p}h,\ \xi_0)}{d\xi}-$$

$$-\frac{\varepsilon_p}{R_{1l}^{(1)}(h,\ \xi_0)-jR_{1l}^{(2)}(h,\ \xi_0)}\frac{d\left[R_{1l}^{(1)}(h,\ \xi_0)-jR_{1l}^{(2)}(h,\ \xi_0)\right]}{d\xi}=\frac{(\varepsilon_p-1)\xi_0}{\xi_0^2-1}. \quad (4.30)$$

Характеристические уравнения для магнитных и электрических колебаний сплюснутого эллипсоида вращения с размерами полуосей $a_c=g\xi$, $b_c=g\sqrt{\xi^2_0+1}$ получаются из (4.29), (4.30) при переходе от вытянутых сфероидальных координат к сплюснутым ($\xi_0\to j\xi_0$ и одновременно $h\to jh$).

Собственные типы колебаний сфероидальных ОДР классифицируются по аналогии с ДРШ; при этом индекс 0 указывает на азимутальную однородность полей, r — обозначает номер корня характеристического уравнения, l — соответствует n в ДРШ. Для перехода от (4.29) к решению для ДРШ оно может быть сначала записано в виде

$$\frac{1}{R_{1l}^{(1)}(\sqrt{\varepsilon_p}h,\ \xi_0)}\frac{dR_{1l}^{(1)}(\sqrt{\varepsilon_p}h,\ \xi_0)}{d(\sqrt{\varepsilon_p}h,\ \xi_0)}=$$

$$=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p}\,R_{1l}^{(4)}(h,\ \xi_0)}\frac{dR_{1l}^{(4)}(h,\ \xi_0)}{d(h,\ \xi_0)}, \quad (4.31)$$

а затем, после разложения вытянутых радиальных сфероидальных функций по сферическим функциям в результате предельного перехода $g\to 0$, $\xi_0\to\infty$, $g\xi_0=R$ (R — радиус шара), уравнение (4.31) полностью переходит в соотношение (4.2) для ДРШ. Аналогично возможен предельный переход от (4.30) к уравнению (4.3) для электрических колебаний в ДРШ. Второй предельный переход от (4.29), (4.30) возможен к диэлектрическому круговому цилиндру, для чего следует воспользоваться асимптотическими представлениями вытянутых радиальных сфероидальных функций и переходами $g\to\infty$, $\xi\to 1$, $g\sqrt{\xi^2_0-1}=R$ (R — радиус цилиндра) [23]. Если $a_c/b_c\to 0$ при фиксированном a_c, то сплюснутый эллипсоид вращения переходит в диэлектрический слой.

Представляет интерес анализ спектра резонансных частот диэлектрического резонатора в форме сфероида при вариации соотношения размеров его осей. Для этого можно воспользоваться

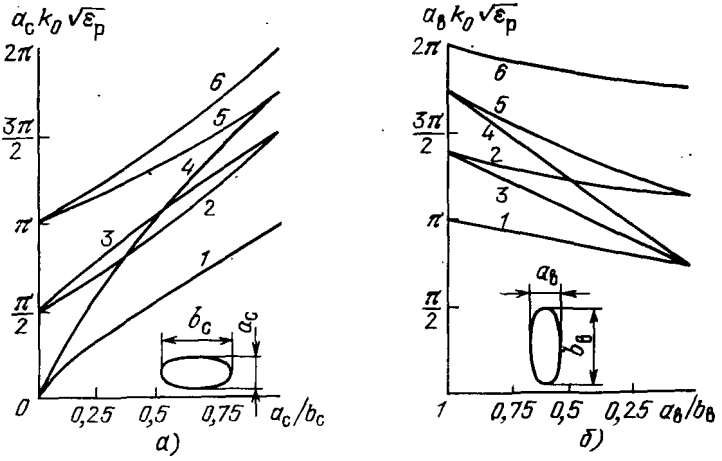


Рис. 4.4. Характеристические кривые для осесимметричных колебаний сфероидального ОДР:

а — сплюснутого; *б* — вытянутого; *1* — H_{101}; *2* — E_{101}; *3* — H_{201}; *4* — H_{301}; *5* — E_{201}; *6* — $H_{\ldots}$;

рис. 4.4, где представлены результаты приближенного численного решения характеристических уравнений для ряда низших симметричных магнитных и электрических колебаний. Хотя это решение сделано в предположении $\varepsilon_p \to \infty$, им можно воспользоваться для вычисления резонансных частот сфероидов с конечными значениями ε_p. Обоснованием этому является то, что, например, для основного типа колебаний H_{101} в сплюснутом эллипсоиде с $\varepsilon_p = 80$ и отношением полуосей $a_c/b_c = 0{,}5$ значения параметра $p_c = \sqrt{\varepsilon_p} k_0 a_c$ для точного и приближенного решений отличаются менее чем на один процент. Используя зависимости, приведенные на рис. 4.4, резонансную частоту диэлектрического сфероида при $\varepsilon_p \gg 1$ можно вычислить по формуле

$$f_p = \frac{p_c c}{2\pi \sqrt{\varepsilon_p} a_c}, \qquad (4.32)$$

где c — скорость света в свободном пространстве. Например, для сфероида с $\varepsilon_p = 90$ и размерами полуосей $a_c = 1{,}72$ мм и $b_c = 3{,}52$ мм резонансные частоты колебаний H_{101}, E_{101}, H_{201}, H_{301} соответственно равны 5,2; 7,99; 9,05; 10,01 ГГц. Экспериментальные исследования [23] при этом дают соответственно 5,26; 7,90; 9,15; 9,98 ГГц, т. е. различие не превышает одного процента.

4.4. НИЗШИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

Открытые диэлектрические резонаторы в форме прямоугольного параллелепипеда (прямоугольные) выгодно отличаются от других рассмотренных выше форм ОДР технологичностью изготовления. Однако электродинамический анализ собственных коле-

баний прямоугольных ДР (ПДР) в строгой постановке задачи наталкивается на известные затруднения, которые обусловлены сложностью описания полей ДР и особенностями дифракции волн в прямоугольных угловых областях [77]. Создание и уточнение приближенных математических моделей, описывающих важнейшие свойства ПДР [2, 56, 64] применительно к низшим типам электромагнитных колебаний, основано на предположении, что электромагнитное поле резонатора проходит наружу только через его торцовые стенки, а боковые стенки ПДР являются полностью отражающими. При этом поле внутри диэлектрика изменяется по гармоническому закону, а вне резонатора — убывает по экспоненциальному. Для этого приближения составляющие электромагнитного поля магнитных колебаний в изотропном диэлектрическом параллелепипеде с поперечными размерами A, B и толщиной L записываются в виде:

$$
\begin{aligned}
E_x &= j\frac{\omega\mu_0\beta_y}{\beta^2} H_0 \cos\beta_x x \sin\beta_y y \begin{Bmatrix}\cos\beta_z z\\ \sin\beta_z z\end{Bmatrix};\\
E_y &= -j\frac{\omega\mu_0\beta_x}{\beta^2} H_0 \sin\beta_x x \cos\beta_y y \begin{Bmatrix}\cos\beta_z z\\ \sin\beta_z z\end{Bmatrix};\\
H_x &= -\frac{\beta_x\beta_z}{\beta^2} H_0 \sin\beta_x x \cos\beta_y y \begin{Bmatrix}-\sin\beta_z z\\ \cos\beta_z z\end{Bmatrix};\\
H_y &= -\frac{\beta_y\beta_z}{\beta^2} H_0 \cos\beta_x x \sin\beta_y y \begin{Bmatrix}-\sin\beta_z z\\ \cos\beta_z z\end{Bmatrix};\\
H_z &= H_0 \cos\beta_x x \cos\beta_y y \begin{Bmatrix}\cos\beta_z z\\ \sin\beta_z z\end{Bmatrix},
\end{aligned}
\qquad (4.33)
$$

где $\beta_x = m\pi/A$, $\beta_y = n\pi/B$, $\beta_z = \pi\delta/L$ — поперечные и продольное волновые числа; m и n — целые числа, соответствующие определенному типу колебаний; δ — часть полуволны внутри резонатора вдоль его продольной оси z; $\beta = \sqrt{\beta^2_x + \beta^2_y}$; H_0 — амплитудный множитель; ω — круговая частота СВЧ колебаний. Верхнее значение функции в фигурных скобках соответствует четному колебанию, а нижнее — нечетному; при этом координаты $|z| \leqslant L/2$, $0 < x < A$, $0 < y < B$.

Вне резонатора в направлении оси z составляющие поля аналогичны (4.33) с тем отличием, что у функций в фигурных скобках принято $z = L/2$ и каждая составляющая поля домножена на величину $\exp\left[\beta_{0z}\left(\frac{L}{2} - z\right)\right]$, где β_{0z} — число, определяющее убывание поля вне резонатора.

В общем случае типы электромагнитных колебаний ПДР включают в себя как магнитные, так и электрические колебания, обозначаемые индексами $mn\delta$. Характер распределения полей этих колебаний качественно аналогичен рассмотренному выше в дифракционном приближении применительно к ЦДР.

Резонансные частоты магнитных типов колебаний ПДР определяются системой уравнений [3]

$$f_{\text{р}} = \frac{c\sqrt{\beta_x^2+\beta_y^2+\beta_z^2}}{2\pi\sqrt{\varepsilon_{\text{р}}}}; \qquad (4.34)$$

$$\beta_z \operatorname{tg}\frac{L\beta_z}{2} = \sqrt{\beta_x^2+\beta_y^2-\left(\frac{2\pi f_{\text{р}}}{c}\right)^2}.$$

В результате решения этой системы могут быть найдены резонансные частоты магнитных колебаний ПДР.

Учитывая, что для практических целей наибольший интерес представляет низшее магнитное колебание $H_{11\delta}$, рассмотрим вопрос о расчете его резонансной частоты более подробно [78]. Система уравнений (4.34), в силу принятых допущений по учету внешних полей ПДР, позволяет рассчитать резонансную частоту ПДР приближенно. Так, при $\varepsilon_{\text{р}}=40$ погрешность составляет около 5%. Исследования ПДР, у которых $A=B$, показали, что при изменении отношения L/A в интервале значений 0,3 ... 1,0 эта погрешность носит систематический характер и почти постоянна по уровню. Это обстоятельство позволяет существенно повысить точность расчета резонансной частоты ПДР следующим образом. Применительно к ПДР с отношением $L/A=1$, т. е. для куба, известен [80] расчет резонансной частоты колебаний H_{111}, основанный на применении импедансных граничных условий для ДР в форме шара. Эти условия записываются как отношения составляющих электрического и магнитного полей для колебаний H_{101} на поверхности шара (4.7). При этом диэлектрическому резонатору в форме куба ставится в соответствие вписанный в него ДРШ, у которого диаметр равен ребру куба, т. е. $2R=L$. Для этого куба аналогично (4.7), используя выражения (4.33), можно записать формулы для волновых сопротивлений как отношения тангенциальных составляющих полей в общих точках поверхностей двух тел, т. е. для боковых поверхностей

$$\frac{E_y}{H_z} = -j\frac{\omega\mu_0\beta_x}{\beta^2}\operatorname{tg}\frac{L\beta_x}{2};$$
$$\frac{E_x}{H_z} = j\frac{\omega\mu_0\beta_y}{\beta^2}\operatorname{tg}\frac{L\beta_y}{2}, \qquad (4.35)$$

для торцевой поверхности

$$\frac{E_y}{H_x} = \frac{E_x}{H_y} = j\frac{\omega\mu_0}{\beta_z}\left\{\begin{array}{c} -\operatorname{ctg}\dfrac{L\beta_z}{2} \\ \operatorname{tg}\dfrac{L\beta_z}{2} \end{array}\right\}, \qquad (4.36)$$

где для четных (по оси z) колебаний в фигурных скобках берется верхнее значение, а для нечетных — нижнее. В этих точках поверхности отношения составляющих полей обоих форм ДР, т. е.

их поверхностные сопротивления, с учетом симметрии рассматриваемых колебаний приравниваются друг другу. При этом, используя (4.7) и (4.35), (4.36), с учетом того, что для куба $\beta_x=\beta_y$, $\beta=\sqrt{2}\beta_x$ приходим к системе уравнений

$$\frac{\sqrt{2\beta_x^2+\beta_z^2}}{2\beta_x}\operatorname{tg}\frac{L\beta_x}{2}=\left(\frac{p}{1-p\operatorname{ctg}p}-\frac{1}{p}\right)^{-1};$$
$$\frac{\sqrt{2\beta_x^2+\beta_z^2}}{\beta_z}\operatorname{ctg}\frac{L\beta_z}{2}=\left(\frac{p}{1-p\operatorname{ctg}p}-\frac{1}{p}\right)^{-1}, \qquad (4.37)$$

где параметр p находится из решения уравнения для колебания H_{101} в ДРШ. Пользуясь (4.37), нетрудно рассчитать зависимость параметра $Lk_0\sqrt{\varepsilon_p}$ от значений диэлектрической проницаемости материала кубического резонатора. Зависимость того же параметра $Lk_0\sqrt{\varepsilon_p}$ от отношения L/A параллелепипеда в широком интервале его изменения, включая значение 1, вычисляется из системы уравнений (4.34). Из сопоставления значений параметров $Lk_0\sqrt{\varepsilon_p}$ по результатам двух расчетов находится корректирующий коэффициент:

$$K_{\text{кор}}=\frac{(Lk_0\sqrt{\varepsilon_p})_{\text{куб}}}{(Lk_0\sqrt{\varepsilon_p})_{\text{парал}}},$$

на который следует умножить полученные результаты вычислений $Lk_0\sqrt{\varepsilon_p}$ для параллелепипеда в зависимости от отношения L/A для различных значений диэлектрической проницаемости. Например, для ДР с $\varepsilon_p=40$ множитель $K_{\text{кор}}=1{,}048$. Согласно изложенной методике была рассчитана табл. 4.2, пользуясь которой нетрудно вычислить резонансную частоту ПДР по заданным его размерам или, наоборот, вычислить требуемые размеры по заданной частоте. Так, для ПДР с размерами $10{,}88\times10{,}88\times7{,}84$ мм из материала, имеющего $\varepsilon_p=80$, имеем $L/A=0{,}72$, что соответствует $f_p=2732$ МГц. Эксперимент при этом дает $f_p=2755$ МГц, т. е. отличие 0,8%. Погрешность несколько увеличивается при уменьшении отношения L/A ПДР.

Таблица 4.2

$\frac{L}{A}$	Параметр $Lk_0\sqrt{\varepsilon_p}$ для различных ε_p							
	30	40	50	60	70	80	90	100
0,3	2,052	2,070	2,081	2,090	2,098	2,102	2,105	2,108
0,4	2,511	2,531	2,543	2,554	2,562	2,568	2,570	2,574
0,5	2,959	2,982	2,995	3,007	3,017	3,024	3,026	3,030
0,6	3,402	3,428	3,442	3,456	3,467	3,474	3,478	3,481
0,7	3,844	3,872	3,888	3,902	3,916	3,923	3,928	3,931
0,8	4,286	4,317	4,334	4,351	4,364	4,372	4,377	4,382
0,9	4,726	4,760	4,780	4,798	4,812	4,821	4,826	4,832
1,0	5,168	5,204	5,225	5,245	5,261	5,271	5,277	5,282

4.5. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

В первой главе описана конструкция крестообразного диэлектрического резонатора. В отличие от ДР простой формы (цилиндрических, прямоугольных, сферических) крестообразный и другие резонаторы сложной формы имеют в одной структуре один, два либо три не связанных между собой низших типа колебаний, имеющих одинаковые (либо различные) собственные частоты, добротность и структуру поля.

В настоящее время задача по определению этих параметров ДР сложной формы полностью не решена. В этом разделе ограничимся лишь некоторыми количественными и качественными оценками и рекомендациями по проектированию таких резонаторов. Задачу по определению параметров (собственных частот, добротностей и распределения полей) крестообразных и Т-образных резонаторов можно несколько упростить, если полагать, что последние получены из ДР простейшей формы (сферических, цилиндрических, прямоугольных), расчет параметров которых приведен выше. Так, крестообразный резонатор из дисков можно представить как ДР в форме шара, из которого удалены четыре объема V_2 (рис. 4.5,*а*), либо как цилиндрический резонатор *1*, к которому присоединены два диэлектрических сегмента *2*. Т-образный ДР можно представить как резонатор, составленный из двух взаимно-перпендикулярных прямоугольных резонаторов *1* и *2* (рис. 4.5,*б*).

В первом приближении распределения полей основного типа колебаний в каждом из дисков крестообразного ДР будут напоминать поля $H_{01\delta}$-типа колебаний цилиндрического резонатора.

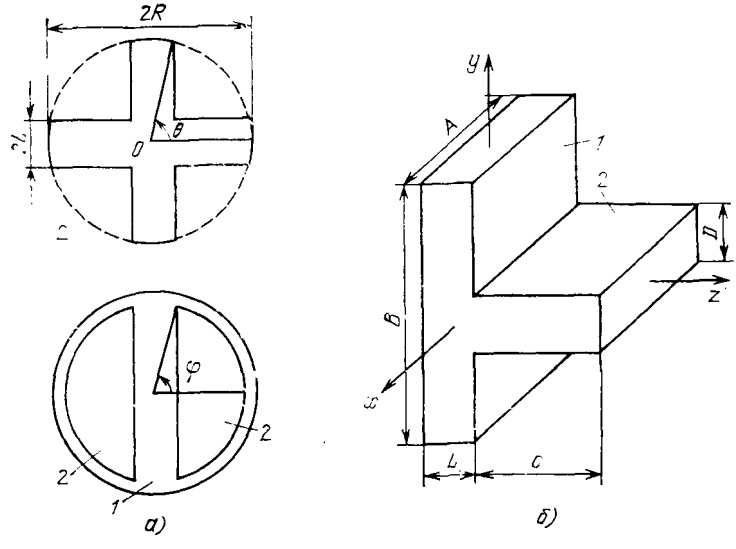


Рис. 4.5. Крестообразный (*а*) и *Т*-образный (*б*) диэлектрические резонаторы

Из этих соображений целесообразно основные магнитные типы колебаний таких ДР обозначать как квази-$H_{01\delta}$. У крестообразных прямоугольных и Т-образных ДР, в соответствии с этим, основными будут квази-$H_{11\delta}$-типы колебаний. Резонансные частоты основных квази-$H_{01\delta}$-типов колебаний крестообразного ДР из дисков определим, используя результаты расчета резонансной частоты f_{H101} основного H_{101} магнитного типа колебаний ДРШ (4.19), на основе модели, приведенной на рис. 4.5. В ней крестообразный ДР, состоящий из дисков *1* и *2*, получен из шара путем удаления объемов V_2. Тогда, зная частоту f_{H101} и ее относительное изменение $\Delta f/f_{H101}$ из-за возмущения поля, вызванного удалением диэлектрика в объемах V_2, определим частоту $f_р$ основного квази-$H_{01\delta}$-типа колебаний крестообразного ДР, как

$$f_р \approx f_{H101}(1+\Delta f/f_{H101}). \qquad (4.38)$$

Относительное изменение частоты $\Delta f/f_{H101}$ определим методом малых возмущений:

$$\frac{\Delta f}{f_{H101}} = -\frac{\Delta W_E(4V_2)}{2W}, \qquad (4.39)$$

где W — максимальная энергия, запасенная в диэлектрике невозмущенного резонатора и вне его; $\Delta W_E(4V_2)$ — изменение электрической энергии в объемах возмущения, т. е. в объемах удаленных частей V_2 из шара. Величины энергии W и W_E нетрудно определить, интегрируя угловую электрическую составляющую E_φ поля основного H_{101}-типа колебаний ДРШ, описываемую выражениями (4.5) и (4.6).

После преобразований относительное изменение частоты определяется формулой

$$\frac{\Delta f}{f_{H101}} = \frac{\varepsilon_р - 1}{\varepsilon_р} \frac{W_1'[\eta_к^3 - 3\eta_к + (2+\eta_к^2)\sqrt{1-\eta_к^2}]\arccos\eta_к - 3(A_к + B_к)}{2\pi(W_1' + W_2')},$$

где W'_1 и W'_2 — коэффициенты, пропорциональные запасенным энергиям в шаре ДР и вне его:

$$W_1' = \beta^2 - 2\sin^2\beta + \frac{\beta}{2}\sin\beta;$$

$$W_2' = 2\cos 2k_0 + 4\beta_0 \sin 2k_0;$$

β и k_0 — волновые числа внутри и вне ДРШ;

$$A_к = \beta^{-4}\int_n^m d\varphi \int_{\pi/4}^n F(\theta, r_1)\,d\theta, \quad B_н = \beta^{-4}\int_0^p d\varphi \int_k^{\pi/4} F(\theta, r_2)\,d\theta;$$

$$F(\theta, r_{1,2}) = \sin^3\theta\left(\beta^2 r_{1,2}^2 - \frac{2\sin^2\beta\, r_{1,2}}{r_{1,2}} + \frac{\beta}{2}\sin 2\beta\, r_{1,2}\right);$$

$$\eta_к = \frac{L}{R}, \quad m = \arccos\frac{\eta_к}{\cos\eta_к}, \quad n = \frac{\pi}{2} - \arcsin\eta_к;$$

$$k = \arcsin\eta_н, \quad r_1 = \frac{\eta_к}{\cos\theta\cos\varphi}, \quad r_2 = \frac{\eta_к}{\sin\theta\cos\varphi}, \quad p = \arccos\frac{\eta_к}{\sin\eta_к}.$$

Таблица 4.3

$\eta_к$	Отношение $\lambda_р/R$ для различных $\varepsilon_р$			$\eta_к$	Отношение $\lambda_р/R$ для различных $\varepsilon_р$		
	40	80	100		40	80	100
0,3	10,99	15,25	16,98	0,48	11,94	16,65	18,56
0,32	11,10	15,42	17,17	0,5	12,03	16,79	19,72
0,34	11,21	15,58	17,36	0,52	12,12	16,91	18,86
0,36	11,32	15,75	17,54	0,54	12,05	16,82	18,75
0,38	11,43	15,91	17,72	0,56	12,35	17,26	19,24
0,4	11,54	16,06	17,90	0,58	12,42	17,37	19,36
0,42	12,64	16,22	18,07	0,6	12,50	17,48	19,50
0,44	11,74	16,37	18,24	Сферический ДР	12,91	18,09	20,18
0,46	11,84	16,51	18,40				

Результаты расчета приведенной к радиусу R резонансной длины волны крестообразного ДР с использованием этих выражений для $\varepsilon_р=40$, 80 и 100 приведены в табл. 4.3. Значения рассчитываемых частот по данным этой таблицы при $\eta_к=0{,}3...0{,}5$ на 3...2% выше, чем экспериментально измеренные. С увеличением параметра $\eta_к$ погрешность расчета уменьшается.

Используя эти данные, можно по заданной частоте приближенно рассчитать размеры крестообразного ДР и, наоборот, по заданным размерам и $\varepsilon_р$ материала определить резонансную длину волны. Например, задана частота $f_р=2694$ МГц. Требуется определить размеры крестообразного ДР из материала с $\varepsilon_р=80$. Зная, что рассчитываемые частоты на 3% выше реальных, расчет необходимо проводить для частоты $f_р=2774$ МГц, которой соответствует длина волны $\lambda_р=10{,}8$ см. Задавшись отношением толщины диска к его диаметру, например, $\eta_к=0{,}36$ для керамики с $\varepsilon_р=80$ находим $\lambda_р/R=15{,}75$. Отсюда радиус $R=\lambda_р/16{,}75=6{,}86$ мм, или диаметр — 13,7 мм, а толщина, определяемая как произведение диаметра на параметр $\eta_к$, равна 4,96 мм. Экспериментальная проверка показала, что частоте $f_р=2694$ МГц соответствует крестообразный ДР из керамики ТБНС ($\varepsilon_р=80$) диаметром 13,8 мм, толщиной 5 мм.

Для основного квази- $H_{11\delta}$-типа колебаний Т-образного резонатора (рис. 4.5,*б*) изменение частоты слоя *1* относительно частоты основного $H_{11\delta}$-типа колебаний прямоугольного ДР из-за влияния слоя *2* определяется выражением

$$\frac{\Delta f}{f_{H11\delta}}=\frac{1-\varepsilon_р}{\varepsilon_р}\,\frac{\cos^2\dfrac{L\beta_z}{2}\left(1-e^{-2\beta_{0z}C}\right)\left[D\left(A^2+B^2\right)-\dfrac{B}{\pi}\sin\dfrac{\pi D}{B}\left(A^2-B^2\right)\right]}{4\left(A^2+B^2\right)\beta_{0\,2}B\left(\dfrac{L}{2}+\dfrac{\sin L\beta_z}{2\beta_z}+\dfrac{1}{\varepsilon_р\beta_{0z}}\cos^2\dfrac{L\beta_z}{2}\right)}, \tag{4.41}$$

где A, B, C, D, L — размеры Т-образного резонатора; β_z, β_{0z} и β — продольные и поперечное волновые числа прямоугольного диэлектрического резонатора *1*.

Резонансная частота квази- $H_{11\delta}$-типа колебаний Т-образного ДР определяется выражением

$$f_р=f_{H\,11\delta}\left(1+\frac{\Delta f}{f_{H\,11\delta}}\right). \tag{4.42}$$

Точность ее расчета зависит, в основном, от точности определения частоты $f_{H11\delta}$ прямоугольного ДР с размерами A, B, L, поскольку изменение частоты $\Delta f/f_{H11\delta}$ не превышает 6 ... 7%.

Например, если прямоугольный ДР ($\varepsilon_p=80$) с размерами $A=8$ мм; $B=11{,}2$ мм; $L=4$ мм имеет частоту $f_{H11\delta}=3652$ МГц, то у Т-образного резонатора с такими же A, B, L и $C=5{,}8$ мм, $D=5$ мм и $\varepsilon_p=80$ рассчитанная по (4.42) частота квази-$H_{11\delta}$-колебаний слоя *1* равна 3489 МГц, а измеренная — 3440 МГц. Значения частот, рассчитанные по (4.42), превышают экспериментально измеренные на 1,5 ... 2%.

Глава пятая

ОТКРЫТЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ С АЗИМУТАЛЬНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

Явление высокодобротного резонанса в ДР АК может быть описано либо через многократные наложения азимутальных волн, огибающих ДР, либо через переотражения между внутренней каустикой и границей диэлектрика неоднородных радиальных волн с $2n$ вариациями поля по углу (n — целое число, равное азимутальному порядку). При азимутальной симметрии конструкции и пренебрежении потерями оба эти описания адекватны. Они являются разными формами представления решений волновых уравнений в цилиндрической системе координат.

5.1. СВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ВОЛН И КОЛЕБАНИЙ

При волновом подходе краевая область ДР АК рассматривается как своеобразный диэлектрический волновод. Как известно из теории ДВ [40], открытый волновод с изогнутой осью обязательно излучает. Его полное затухание α, включающее и радиационную составляющую, можно пересчитать в добротность кольцевого ДР, выполненного из отрезка такого ДВ

$$Q=\frac{\beta}{2\alpha}\cdot\frac{v_\Phi}{v_{гр}}=\frac{\nu'}{2\nu''}\frac{v_\Phi}{v_{гр}}=\frac{\nu'_{гр}}{2\nu''}, \tag{5.1}$$

где β и α — линейные постоянные распространения и затухания волны ДВ; v_Φ и $v_{гр}$ — ее фазовая и групповая скорости; $\nu'=\mathrm{Re}\,\nu$ и $\nu''=-\mathrm{Im}\,\nu$ — угловые постоянные распространения и затухания волны с азимутальной зависимостью $\exp(-j\nu\varphi)$; $\nu'_{гр}=\nu'+f\partial\nu'/\partial f$, f — частота колебаний.

Угловые постоянные ν' и ν'' связаны с линейными β и α, отсчитываемыми вдоль окружности радиуса R, соотношениями

$$\nu'=\beta R,\quad \nu''=\alpha R. \tag{5.2}$$

При резонансе происходит многократное наложение азимутальных волн. При этом набег фазы по кольцу $\Theta=\beta 2\pi R=\nu' 2\pi$ кратен 2π, т. е. $\Theta=2\pi n$. Отсюда, учитывая, что $\beta=2\pi/\lambda_д$ ($\lambda_д$ — длина волны в кольцевом ДВ), получим

$$2\pi R=n\lambda_д(f_р,\ R)=n\lambda/U(f_р,\ R). \tag{5.3}$$

Резонансная частота ДР АК $f_р$ — это частота, на которой коэффициент замедления азимутальной волны $U=c/v_ф=\lambda/\lambda_д$ (c и λ — скорость света и длина волны в вакууме) таков, что вдоль образующей цилиндра укладывается ровно n длин волн $\lambda_д$. Для определения $\lambda_д$ и U следует решить задачу о распространении волн по периферии ДР. Воспользуемся на первом этапе расчета двумерной моделью в виде кругового цилиндра, для которого отсутствуют вариации поля вдоль его оси. Допуская строгий анализ, она в то же время позволяет выявить основные закономерности, характерные для ДР АК.

5.2. АЗИМУТАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ «ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ» В ЦИЛИНДРЕ

Рассмотрим диэлектрический цилиндр из материала с комплексными относительными проницаемостями ε_1, μ_1, расположенный в среде с относительными параметрами $\varepsilon_2=1$, $\mu_2=1$. Будем рассматривать среды с малыми потерями, для которых угол потерь $\delta_{\varepsilon i}\ll 1$, $\delta_{\mu i}\ll 1$ ($i=1, 2$). Допустим, что цилиндр бесконечен в аксиальном направлении, а поля не зависят от координаты z. К этой модели близок либо диэлектрический цилиндр, у которого высота L значительно превышает радиус ($L\gg R$), либо цилиндр, размещенный между двумя металлическими пластинами, у которого вариации поля по высоте отсутствуют.

Уравнения Максвелла в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) при независимости составляющих полей от z записываются в виде

$$\frac{\partial}{\partial\rho}E_z=j\omega\mu_0\mu_i H_\varphi,\quad \frac{\partial}{\partial\rho}H_z=-j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_\varphi,$$

$$\frac{\partial}{\partial\varphi}E_z=-j\omega\mu_0\mu_i\rho H_\rho,\quad \frac{\partial}{\partial\varphi}H_z=j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i\rho H_\rho, \tag{5.4}$$

$$\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho E_\varphi)-\frac{\partial}{\partial\varphi}E_\rho=-j\omega\mu_0\mu_i\rho H_z,\quad \frac{\partial}{\partial\rho}(\rho H_\varphi)-\frac{\partial}{\partial\varphi}H_\rho=j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i\rho E_z,$$

где ε_0 и μ_0 — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума. Из (5.4) следуют волновые уравнения вида

$$\begin{aligned}&\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial E_z}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial\varphi^2}+\beta_i^2 E_z=0,\\ &\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial H_z}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial\varphi^2}+\beta_i^2 H_z=0,\end{aligned} \tag{5.5}$$

где $\beta_i=\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_i\mu_i}$ — волновые числа в средах с ε_i, μ_i.

Решение (5.5) будем искать методом разделения переменных;

$$\begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} (\rho,\ \varphi) = F(\rho)\,\Phi_0(\varphi). \tag{5.6}$$

Подстановка (5.6) в (5.5) дает систему уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{d^2\Phi_0}{d\varphi^2} + g^2\Phi_0 = 0, \\ \rho^2\dfrac{d^2F}{d\rho^2} + \rho\dfrac{dF}{d\rho} + (\beta_i^2\rho^2 - g^2)F = 0, \end{cases} \tag{5.7}$$

где g^2 — постоянная разделения. Второе из (5.7) является уравнением Бесселя порядка g.

Сначала решение ищем в виде распространяющихся по φ азимутальных волн. Для этого функцию Φ_0 представим в виде $\Phi_0(\varphi) = \exp(-j\nu\varphi)$. С учетом первого уравнения из (5.7) получим $g^2 = \nu^2$. Тогда решение второго уравнения (5.7) с учетом конечности полей в начале координат и условий излучения запишем внутри цилиндра, как функцию Бесселя первого рода порядка ν, т. е. $F_1(\rho) = \mathcal{J}_\nu(\beta_1\rho)$, а вне цилиндра как функцию Ганкеля второго рода порядка ν, т. е. $F_2(\rho) = H^{(2)}_\nu(\beta_2\rho)$.

Используя граничные условия непрерывности тангенциальных составляющих полей при $\rho = R$, получаем характеристическое уравнение

$$\psi\frac{\mathcal{J}_\nu(\beta_1 R)}{\mathcal{J}'_\nu(\beta_1 R)} = \frac{H^{(2)}_\nu(\beta_2 R)}{H^{(2)\prime}_\nu(\beta_2 R)}, \tag{5.8}$$

где $$\psi = \begin{cases} \sqrt{\mu/\varepsilon} & \text{для } H_z \neq 0, \quad \varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2, \\ \sqrt{\varepsilon/\mu} & \text{для } E_z \neq 0, \quad \mu = \mu_1/\mu_2, \end{cases}$$

а штрих у функций обозначает производную по аргументу.

Уравнение (5.8) при заданной действительной частоте имеет только комплексные корни $\nu = \nu' - j\nu''$. Для v_Φ из (5.2) получаем $v_\Phi = \omega/\beta = 2\pi cR/(\nu'\lambda)$.

При совмещении оси z с осью цилиндра решения уравнений (5.5) соответствуют двум классам независимых собственных волн. Хотя распространение азимутальных волн происходит по координате φ, их классификацию, с целью привести ее в соответствие с классификацией АК, мы будем проводить по признаку наличия z-вых составляющих: у E-волн $E_z \neq 0$, у H-волн $H_z \neq 0$, у гибридных (EH или HE)-волн одновременно $E_z \neq 0$ и $H_z \neq 0$.

Область существования интересующих нас решений (5.8) определяется условиями распространения азимутальных волн. В краевой области цилиндра, как и во всех ДВ, должно выполняться $c > v_\Phi > c/\sqrt{\varepsilon\mu}$, или $\sqrt{\varepsilon\mu} > U = \nu'/2\pi R' > 1$. Для слабозатухающих волн, соответствующих по (5.1) добротным колебаниям, U должно быть достаточно далеко от 1. Для $\mathrm{Re}\,\nu$ имеем $2\pi R'\sqrt{\varepsilon\mu} > \nu' >$

$> 2\pi R'$, т. е. порядок функций в (5.8) должен быть меньше аргумента во внутренней области 1, но заметно больше аргумента — во внешней области 2.

Для больших значений $\mathrm{Re}\,\nu$ можно упростить (5.8), если воспользоваться разложениями Дебая для цилиндрических функций. При этом вместо (5.8) находим [4] уравнение для определения коэффициента фазового замедления U азимутальных волн:

$$2\pi R' U (V_1 - \operatorname{arctg} V_1) - \\ - \operatorname{arctg}\left\{\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}\,\psi}{V_1}\left[V_2 - \frac{1}{4\pi R' U^3}\left(\frac{1}{V_2^2} + \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{\psi V_1^2}\right)\right]\right\} = \pi\left(m - \frac{3}{4}\right), \quad (5.9)$$

где $V_1 = \sqrt{\varepsilon\mu U^{-2} - 1}$, $V_2 = \sqrt{1 - U^{-2}}$, $m = 1, 2, \ldots$ — определяет количество вариаций поля по радиусу.

По найденному замедлению методом возмущений с учетом $\nu'' \ll \nu'$ можно определить потери на излучение [4]. Наиболее характерной является сильная зависимость ν'' от $(U-1)$ и R'.

Результаты решения (5.9) для волн с индексами $m=1$, $m=2$ ($\varepsilon = 1{,}21$; 3,61; 12,25) в приведенных переменных представлены на рис. 5.1. В качестве приведенного замедления, как в теории обычных ДВ, использована величина $Y = (U-1)/(\sqrt{\varepsilon} - 1)$, а приведенный радиус кривизны $\tilde{R}$ определяется соотношением $\tilde{R} = R'(\sqrt{\varepsilon} - 1)^{3/2}$.

С ростом Y значение $Q_{изл}$ резко увеличивается: изменение $Q_{изл}$ от 10^3 до 10^6 при $m=1$ происходит независимо от значения ε в интервале $Y = 0{,}5 \ldots 0{,}65$.

Соотношения (5.3), получаемые из условия целости ν', дают связь резонансных частот и азимутального номера АК

$$\nu' = 2\pi R f_p U(f_p)/c = n. \quad (5.10)$$

В использованных на рис. 5.1 переменных эта связь имеет вид

$$2\pi\tilde{R}\,[Ys(\varepsilon) + s^3(\varepsilon)] = n, \quad s(\varepsilon) = (\sqrt{\varepsilon} - 1)^{-1/2}. \quad (5.11)$$

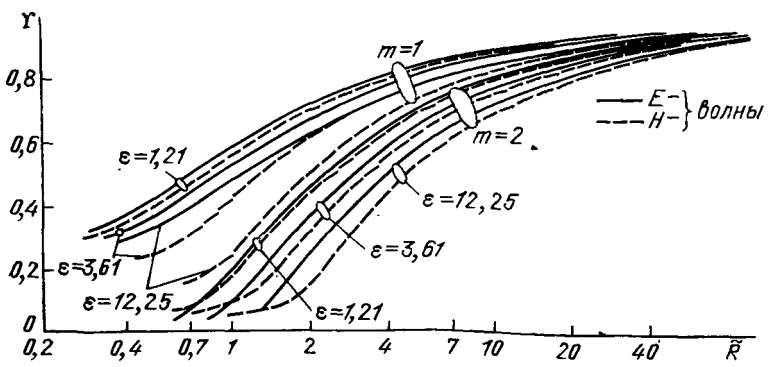


Рис. 5.1. Дисперсионные характеристики азимутальных волн

Проводя на рис. 5.1 кривые по (5.11) для разных n и находя их точки пересечения с представленными там зависимостями по (5.9), получаем резонансные условия для заданных значений n и m. Например, указанному выше диапазону значений Y ($Q_{изл}=10^3 \ldots 10^6$) при $m=1$ соответствуют следующие значения n: 150 ... ... 300 при $\varepsilon=1{,}21$; 9 ... 20 при $\varepsilon=3{,}61$; 4 ... 10 при $\varepsilon=12{,}25$.

5.3. АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ЦИЛИНДРЕ

Иную форму описания и трактовку собственных азимутальных колебаний можно получить на основе представления о радиально бегущих волнах. Полагая функцию Φ_0 и ее производные по φ периодическими на отрезке $[0, 2\pi]$, получаем величину g в (5.7) равной целому числу либо нулю. Записывая $g^2=n^2$ и $\Phi_0(\varphi)=\cos(n\varphi+\psi)$, $n=0, \pm1, \pm2, \ldots$, получим для радиальных функций $F_1(\rho)=\mathcal{J}_n(\beta_1\rho)$, $F_2(\rho)=H^{(2)}{}_n(\beta_2\rho)$, а характеристическое уравнение принимает вид (5.8) с заменой ν на n. Неизвестной в нем теперь является комплексная собственная частота $\omega=\omega'+j\omega''$, причем для добротных резонаторов $\omega''\ll\omega'$ (поскольку зависимость от времени принята в виде $e^{j\omega t}$, ω'' — положительна). Можно представить (5.8) в следующем виде [83]:

$$1+j\xi_n(\omega)=0, \tag{5.12}$$

где

$$\xi_n=-\frac{\mathcal{J}_n(\beta_1 R)\,Y_n'(\beta_2 R)-(1/\psi)\,\mathcal{J}_n'(\beta_1 R)\,Y_n(\beta_2 R)}{\mathcal{J}_n(\beta_1 R)\,\mathcal{J}_n'(\beta_2 R)-(1/\psi)\,\mathcal{J}_n'(\beta_1 R)\,\mathcal{J}_n(\beta_2 R)}, \tag{5.13}$$

Y_n — функция Бесселя второго рода (функция Неймана). Штрих, как и раньше, обозначает производные по аргументу. Запись характеристического уравнения через обобщенную комплексную расстройку ξ_n удобна тем, что позволяет определить одновременно и резонансную частоту $\omega'_р$ и добротность ДР, используя аналогию с колебательным контуром и минуя численное решение (5.8) в комплексной области. Действительно, разлагая $\xi_n(\omega'+j\omega'')$ в ряд Тейлора вблизи $\omega_р$, из (5.12) получаем

$$\xi_n(\omega'_р)=0 \tag{5.14}$$

и для радиационной добротности ДР (при действительном ε_1)

$$Q_{изл}=\frac{\omega'_p}{2\omega''}=\frac{\omega'_p}{2}\left.\frac{d\xi_n}{d\omega}\right|_{\omega=\omega'_p}. \tag{5.15}$$

Первый корень (5.14) при данном n соответствует основному (низшему) типу АК с одной вариацией по радиусу, последующие — высшим радиальным АК.

На рис. 5.2 изображены зависимости радиационной составляющей добротности низших АК от азимутального порядка n для конкретных материалов (фторопласт Ф-4, плавленый кварц, оптическая керамика КО-1, поликор — им соответствует ряд $\varepsilon_1=2{,}08$; 3,80; 5,26; 9,60 и т. д.). Здесь же (в нижней части рисун-

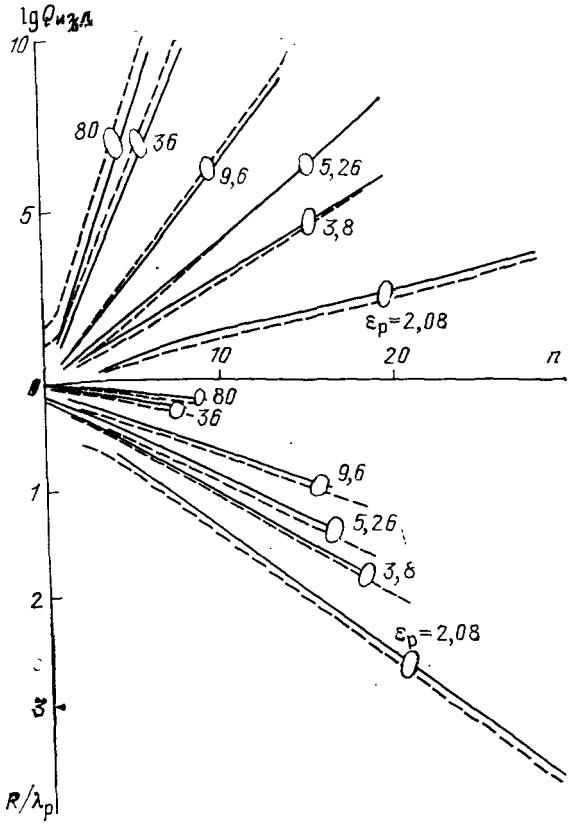


Рис. 5.2. Зависимости радиационной добротности и приведенного радиуса цилиндрического ДР от индекса азимутальных колебаний и относительной диэлектрической проницаемости материала:
——— E_{n10}-колебания;
— — — H_{n10}-колебания

ка) даны относительные значения резонансных размеров цилиндрического резонатора R/λ_p, где λ_p — длина волны в вакууме, соответствующая резонансной частоте f_p ДР.

Приведем пример расчета для типичной проектной ситуации. Определим, каковы наинизшие порядки АК в кварцевом и поликоровом цилиндрах и соответствующие им резонансные частоты, радиационная добротность которых больше 10^5. По верхним графикам рис. 5.2 определяем, что $Q_{изл} > 10^5$ при $n \geqslant 18$ (кварц, $\varepsilon = 3{,}8$) и при $n \geqslant 9$ (поликор, $\varepsilon = 9{,}6$). По нижним графикам для кварцевого ДР определяем $R = 1{,}80\ \lambda_p$ у колебания $E_{18,1,0}$ и $R = 1{,}87\ \lambda_p$ у колебания $H_{18,1,0}$. Например, для ДР с $R = 3$ см соответствующие резонансные частоты равны 18 и 18,7 ГГц. Для поликорового ДР: $R = 0{,}620\ \lambda_p$ у колебания E_{910} и $R = 0{,}664\ \lambda_p$ у колебания H_{910}. При $R = 3$ см $f_p = 6{,}2$ и 6,64 ГГц соответственно.

Перейдем теперь к вопросу о классификации типов колебаний в ДР АК. Для цилиндрических ДР принято использовать систему обозначений, соответствующую обозначениям волн круглого ДВ. Известно [40], что все волны ДВ при $n \neq 0$ являются гибридными, причем у HE-волн преобладает компонента E_z, а у EH-волн —

компонента H_z. В общем случае, когда поле в ДР имеет вариации и вдоль оси резонатора, естественно обозначать колебания в зависимости от преимущественной поляризации поля соответственно HE_{nml} либо EH_{nml}, где индексы n, m и l равны числу вариаций поля по φ, ρ и z соответственно. В частном случае двумерного ДР, в котором вариации поля по z отсутствуют, наши обозначения совпадут с обозначением колебаний низших типов ДР, а именно: E_{nm0} в случае $E_z \neq 0$ и H_{nm0} в случае $H_z \neq 0$. Из рис. 5.2 следует, что колебания E_{n10} имеют меньшую f_p по сравнению с колебаниями H_{n10} в широком диапазоне значений ε.

5.4. АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ДИСКОВЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

Колебания в реальных дисковых ДР в отличие от двумерной модели имеют зависимость полей от z и соответственно могут отличаться числом вариаций l в направлении оси диска. Все АК с $n \geqslant 1$ и $l \neq 0$ в дисковых ДР — гибридные. Их можно разделить по преимущественной поляризации поля на два типа: HE_{nml} и EH_{nml}. Преимущественная поляризация хорошо выражена в случае $m = l = 1$ и менее выражена в случае $l > 1$ (колебания с $l \neq 1$ мы назовем высшими аксиальными).

Анализ азимутальных колебаний в дисковых ДР можно провести с использованием различных модельных представлений. Одно из таких представлений применительно к волноводным задачам развито в [84]. Это так называемый метод эффективной диэлектрической проницаемости (ЭДП). Суть метода состоит в такой приближенной замене трехмерной задачи двумя последовательно решаемыми двумерными, когда в постановку второй задачи входит решение первой в виде ЭДП $\varepsilon_{эфф}$.

Для дискового резонатора в качестве двумерных задач рассматривают [85] задачу о распространении однородных поверхностных волн в бесконечно протяженной диэлектрической пластине с толщиной, равной высоте диска, и задачу о распространении азимутальных волн в диэлектрическом цилиндре с радиусом, равным радиусу диска, но из материала не с реальной, а с эффективной проницаемостью $\varepsilon_{эфф} = U^2_{пл}$, где $U_{пл}$ — коэффициент замедления волны пластины. Резонансные частоты дискового ДР определяются в результате решения уравнений (5.9) и (5.10), в которых принимается $\varepsilon = \varepsilon_{эфф}$. С ростом частоты и (или) высоты диска L увеличивается $U_{пл}$ (предельное значение $\sqrt{\varepsilon}$) и соответственно $\varepsilon_{эфф} \to \varepsilon$. При этом свойства диска асимптотически стремятся к свойствам двумерной модели.

При $l = 1$ (низшие аксиальные АК) в пластине рассматриваются основные E_1- и H_1-волны (при анализе колебаний типов HE_{nm1} и EH_{nm1} соответственно). При $l > 1$ рассматриваются соответственно высшие E_l- и H_l-волны пластины.

Аналогично, с учетом $\varepsilon = \varepsilon_{эфф}$ проводится расчет радиационной добротности дискового резонатора.

Применение метода ЭДП к расчету дисковых резонаторов с небольшой проницаемостью ($\varepsilon=2{,}08$) [85] показало хорошее соответствие расчета и экспериментальных результатов. На рис. 5.3 приведен спектр колебаний резонатора из фторопласта Ф-4. Размеры резонатора: $R=38{,}81$ мм; $L=7{,}84$ мм. В расчете приняты значения ε, определенные с точностью 0,1% на образцах, изготовленных из тех же заготовок, что и дисковые резонаторы. Видно, что для низших колебаний в области $R=(5\ldots7)\lambda_p$ расхождение в расчетах и экспериментальных результатах составляет $\Delta U=U_{расч}-U_{эксп}=(2\ldots3)10^{-3}$, что соответствует $\delta f_p<0{,}3\%$. При возрастании R расхождение асимптотически стремится к нулю с точностью до погрешности измерений ($\Delta U\approx4\cdot10^{-4}$). Для высших радиальных колебаний ($m=2$) также наблюдается небольшое расхождение между расчетом и экспериментом. Для высших аксиальных колебаний ($l=2$) величина ΔU несколько бóльшая. Исследование спектра собственных частот дисковых ДР из поликора ($\varepsilon=9{,}89$) в диапазоне частот 37...52 ГГц подтвердило [86] возможность существенного (почти в 5 раз) уменьшения размеров резонатора за счет более высокого значения ε. Одновременно удалось увеличить частотный интервал между соседними резонансами, различающимися по индексу n на единицу. Этот интервал составил для колебаний EH_{n11} значение $\Delta f\approx2$ ГГц и для колебаний HE_{n11} около 1,6 ГГц. При $\varepsilon=2{,}08$ эти значения соответственно равны 0,92 и 0,87 ГГц.

Экспериментально измеренные значения добротности ДР из фторопласта Ф-4 на достаточно высоких частотах близки к значению $Q_д=(\operatorname{tg}\delta)^{-1}=5{,}6\cdot10^3$. С уменьшением частоты, начиная с некоторого значения индекса n, наблюдается экспоненциальное уменьшение добротности за счет увеличения относительного вклада радиационных потерь. Для колебаний HE_{n11} это наблюдалось при $R<5\lambda_p$.

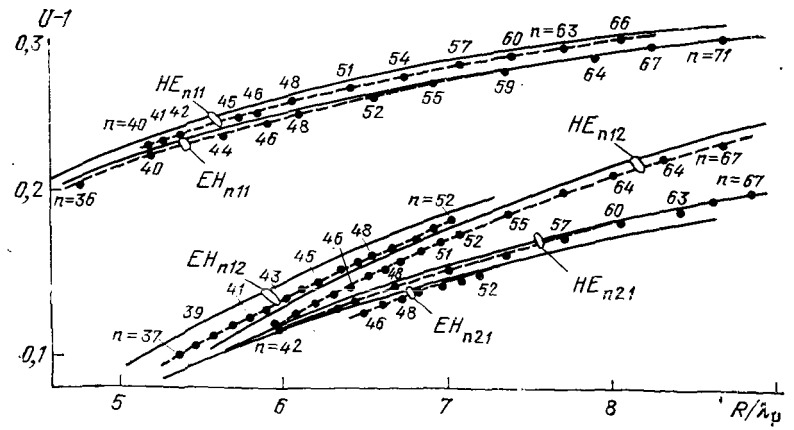


Рис. 5.3. Спектр колебаний дискового ДР:
——— расчет; -------- эксперимент; цифры у точек показывают порядок колебаний

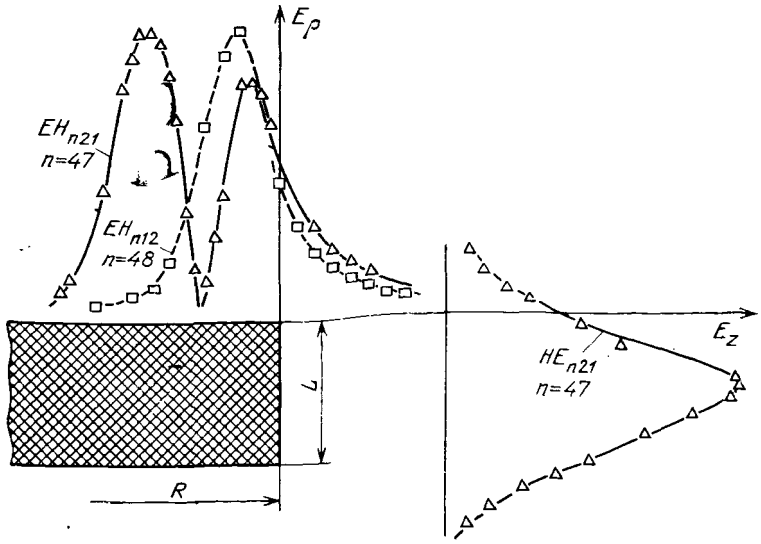


Рис. 5.4. Распределения электрических полей азимутальных колебаний в резонаторе

Распределения электрических полей колебаний фторопластового ДР показаны на рис. 5.4. Измерения проведены с помощью электрического зонда. Также с помощью зонда, но при создании в возбуждающем ДВ режима, близкого к стоячей волне, обычно определяют число лепестков колебаний $2n$ вдоль образующей диска с целью отыскания порядка n азимутальных колебаний.

5.5. ДИСКОВЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Диэлектрические резонаторы АК, изготовленные из монокристаллических материалов с анизотропией $\hat{\varepsilon}$ (сапфир, кварц и др.), представляют большой интерес, поскольку могут иметь уникально высокие добротности. Рассмотрим основные особенности ДР АК, изготовленных из одноосных кристаллов.

Первая особенность состоит в том, что для таких ДР небезразлично, как будет вырезан диск из кристалла, поскольку имеет существенное значение взаимная ориентация оси диска и оси кристалла. Для общего случая произвольной ориентации анализ колебаний в ДР не проводился. Однако из физических соображений можно предположить, что общий случай будет характеризоваться следующими свойствами:

из-за неоднородности $\hat{\varepsilon}$ по φ может появиться дополнительное излучение и снизиться радиационная добротность ДР;

поскольку неоднородность $\hat{\varepsilon}$ по φ нарушит симметрию конструкции, это снимет вырождение и вызовет расщепление колебаний;

распределение полей собственных колебаний в разных лепестках будет различным; следовательно, связанные с ним поглощение, фильтрация типов колебаний и другие свойства также будут зависеть от указанной взаимной ориентации.

С учетом вышеизложенного целесообразно подробнее проанализировать конструкцию, у которой ось кристалла совмещена с осью диска. В двумерной модели такого ДР для E-колебаний, имеющих только $E_z \neq 0$, анизотропная задача эквивалентна изотропной с $\varepsilon = \varepsilon_{\parallel}$. Для H-колебаний — соответственно задаче для цилиндра с $\varepsilon = \varepsilon_{\perp}$. При этом справедливы все выводы § 5.2 и 5.3 относительно дисперсионных характеристик и других свойств волн и колебаний. Однако соотношение характеристик АК с разной поляризацией в силу отличия $\varepsilon_{\parallel}$ и $\varepsilon_{\perp}$ изменяется. В частности, ДР, изготовленные из одноосных кристаллов с $\varepsilon_{\parallel} > \varepsilon_{\perp}$ (к ним относятся сапфир и кварц), имеют большую разность замедлений, чем ДР из изотропных материалов. Соответственно резонансные частоты E- и H-колебаний будут различаться сильнее, что способствует разрежению спектра и облегчает фильтрацию колебаний.

Для анализа дискового ДР с совмещенными осями воспользуемся методом ЭДП. Исходным уравнением для определения фазовой постоянной является трансцендентное уравнение (5.9). В качестве ε в уравнении (5.9) необходимо использовать значение $\varepsilon_{эфф}$, равное квадрату коэффициента замедления $U_{пл}$ соответствующих волн плоского ДВ с толщиной L, равной высоте диска. Характеристическое уравнение плоского анизотропного ДВ имеет вид:

для H_l-волн

$$\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{U_{пл}^2 - 1}{\varepsilon_{\perp} - U_{пл}^2}} + (l-1)\frac{\pi}{2} = \pi L' \sqrt{\varepsilon_{\perp} - U_{пл}^2}, \qquad (5.16)$$

для E_l-волн

$$\operatorname{arctg}\left[\varepsilon_{\perp} \sqrt{\frac{\varepsilon_{\parallel}(U_{пл}^2 - 1)}{\varepsilon_{\perp}(\varepsilon_{\parallel} - U_{пл}^2)}}\right] + (l-1)\frac{\pi}{2} = \pi L' \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}}(\varepsilon_{\parallel} - U_{пл}^2)}, \qquad (5.17)$$

где $L' = L/\lambda$ — относительная толщина ДВ (высота резонатора); $l = 1, 2, \ldots$ — количество вариаций поля по высоте резонатора.

Пример расчета параметра замедления U—1 колебаний дискового ДР из кристаллического кварца приведен на рис. 5.5 для резонатора с размерами $R = 17{,}50$ мм, $L = 3{,}50$ мм в диапазоне частот 36 ... 50 ГГц [87].

Наиболее характерная особенность — наличие пересечения дисперсионных кривых АК с разной поляризацией: для низших АК ($m = l = 1$) оно имеет мес-

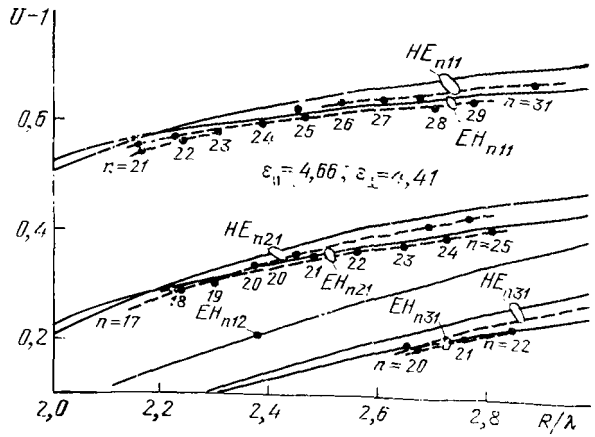


Рис. 5.5. Спектр колебаний дискового ДР:
——— расчет; - - - - - - - результаты эксперимента

то вблизи $n=23$; для высших радиальных АК ($m=2$) — вблизи $n=19$. Это пересечение может быть полезно в задачах, где требуется вырождение, в частности для создания колебаний с круговой поляризацией. Однако для ДР, работающих на типе колебаний с определенной поляризацией, оно в общем случае нежелательно.

Расчет спектров колебаний для дисковых ДР из *лейкосапфира* по методу ЭДП можно найти в [213].

Следует заметить, что положительная анизотропия кварца и сапфира в случае трехмерных дисковых ДР, в отличие от двумерных, сближает дисперсионные кривые *HE* и *EH* АК. Это усложняет задачу разрежения спектра колебаний ДР. Для разрежения спектра предпочтительна отрицательная анизотропия, когда $\varepsilon_{\parallel} < \varepsilon_{\perp}$.

Возможность управлять закономерностями спектра колебаний ДР, в частности сдвигать в желательном направлении резонансные частоты, а также изменять значения добротностей $Q_{изл}$ типов колебаний с различной поляризацией — специфическая особенность ДР из анизотропных материалов. К сожалению, набор естественных кристаллов невелик, к тому же они достаточно дороги. Поэтому главная цель их применения — достижение высоких и сверхвысоких значений добротности, а также хорошей воспроизводимости параметров.

Для управления спектрами можно использовать материалы с искусственной анизотропией, например плоскослоистые.

5.6. РЕЗОНАТОРЫ С ИСКУССТВЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Известно, что среда из чередующихся слоев с размерами a и b и проницаемостями ε_a и ε_b анизотропна. Если a и b малы в сравнении с длиной волны, то по свойствам среда близка к одно-

родной изотропной с осью анизотропии, перпендикулярной слоям, описываемой однократно вырожденным тензором [88]:

$$\varepsilon_{\parallel}=\varepsilon_a y(1+x)/(x+y);\ \varepsilon_{\perp}=\varepsilon_a(1+xy)/(1+x), \qquad (5.18)$$

где $x=b/a$; $y=\varepsilon_b/\varepsilon_a$. В дальнейшем, не нарушая общности, будем считать, что $\varepsilon_a>\varepsilon_b$, так что $y<1$.

Анализ показывает, что всегда $\varepsilon_{\parallel}<\varepsilon_{\perp}$, т. е. плоскослоистые кристаллы обладают отрицательной анизотропией (у кварца и сапфира $\varepsilon_{\parallel}>\varepsilon_{\perp}$, у них анизотропия положительная). Физически этот результат может быть объяснен следующим. Если вектор поляризации E параллелен слоям кристалла, то поле в зазорах такое же, как в диэлектрике. При ортогональной же поляризации это поле в y^{-1} раз больше, что и объясняет меньшее значение эффективной проницаемости $\varepsilon_{\parallel}$ во втором случае.

Рассмотрим, как конструкция искусственного кристалла влияет на степень его анизотропии. Из (5.18) получим

$$z=\varepsilon_{\parallel}/\varepsilon_{\perp}=y(1+x)^2/(1+xy)(x+y). \qquad (5.19)$$

Анализ выражения (5.19) показывает, что значение z минимально при $x=1$, т. е. при одинаковых толщинах слоев a и b, и

$$z_{\text{мин}}=(\varepsilon_{\parallel}/\varepsilon_{\perp})_{\text{мин}}=4y/(1+y)^2. \qquad (5.20)$$

Эта конструкция оптимальна по степени анизотропии.

Из (5.19) также следует, что $z(x)=z(1/x)$ и $z(0)=z(\infty)=1$. Зависимость $z(x)$ в экстремуме весьма пологая. Так, при $y=0{,}1$ ($\varepsilon_a=10$, $\varepsilon_b=1$) в двухкратном диапазоне по x (от 0,7 до 1,4) z отличается от $z_{\text{мин}}$ только на 2,1%, а в четырехкратном (от 0,5 до 2) — не более 7%. Для уменьшения размеров ДР желательно иметь величину $\varepsilon_{\perp}$ побольше. Для этого следует сдвинуться по x из области, оптимальной по z, влево. При $y=0{,}1$, проиграв по $z_{\text{опт}}$ 7%, можно выиграть по $\varepsilon_{\perp}$ 27%.

На рис. 5.6 показаны зависимости между нормированными показателями качества искусственного диэлектрика $\varepsilon_a/\varepsilon_{\perp}$ и $\varepsilon_{\parallel}/\varepsilon_{\perp}$ для $\varepsilon_b=1$ и различных значений ε_a. Точки и штриховые линии соответствуют указанным значениям конструктивного параметра x. Видно, что область нехудших конструктивных решений (левая нижняя граница области) соответствует диапазону $0<x<1$, ограниченному на кривых точками B и A. При $x=0$ (точка B) материал имеет наибольшее ε, но не имеет анизотропии ($z=1$).

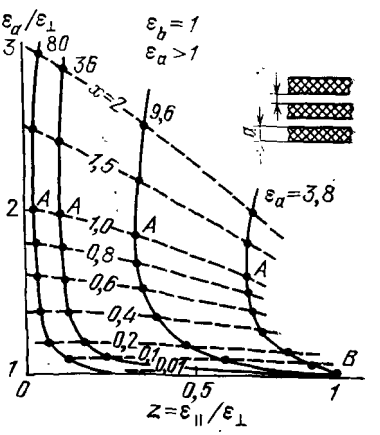


Рис. 5.6. Параметры плоскослоистой среды в пространстве показателей качества искусственного диэлектрика

При $x=1$ (точка A) материал имеет максимальную анизотропию, но относительно небольшую $\varepsilon_\perp$. Выбор оптимального x является компромиссом и должен учитывать дополнительные требования, например требование снижения материалоемкости, для чего желательно увеличивать значения x.

Из соотношения (5.20) видно, что наиболее эффективны искусственные кристаллы из материалов с большой ε: при $\varepsilon_a=80$, $\varepsilon_b=1$ отношение $\varepsilon_\perp/\varepsilon_\parallel$ достигает значения 20,5, при $\varepsilon_a=2$, $\varepsilon_b=1$ анизотропия $\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp$ составляет не более 13%.

Пластинчатые ДР (см. рис. 1.6,*г*) являются одной из реализаций анизотропных ДР. Смысл применения такой конструкции, более сложной, дорогой и менее надежной, чем монолитный ДР, состоит в том, чтобы получить более разреженный спектр колебаний. Разрежение спектра достигается в ней за счет того, что колебания, отличающиеся от рабочих по направлению поляризации, имеют пониженную радиационную добротность по сравнению с рабочими колебаниями. Для расчета характеристик таких ДР можно также использовать метод ЭДП.

В качестве рабочего колебания пластинчатого ДР следует выбрать такое, которое соответствует H-волне плоского ДВ. Именно у нее электрическое поле ориентировано параллельно пластинам и в результате замедление увеличивается. При этом оказывается больше $\varepsilon_{эфф}$ цилиндра и соответственно больше радиационная добротность колебаний. Экспериментальное исследование пластинчатых ДР с АК, выполненных из поликоровых дисков радиусом $R=10$ мм и толщиной $a=0{,}5$ мм, разделенных зазорами $b=0{,}2$ мм, показало, что значения $(R/c)f_р$ $EH_{15.1,1}$- и $HE_{15,1,1}$-колебаний пластинчатого ДР равны 1,34 и 1,73 (отличие почти на 30%), в то время как у монолитного поликорового ДР они равны соответственно 1,17 и 1,25 (отличие на 7%).

5.7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБАНИЙ И ИХ СВЯЗЬ С ДИСПЕРСИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ВОЛН

Рассмотрим некоторые общие свойства колебаний ДР, определяющие их важнейшие характеристики. Одна из основных характеристик резонатора — его добротность (1.6). Следует заметить, что в открытом ДР, окруженном средой без потерь, понятие запасенной энергии $W_{зап}$ требует уточнения, поскольку внешнее поле излучающего в течение бесконечного времени резонатора содержит бесконечную энергию $\int_{-\infty}^{t} P_{изл}dt$. Если излучение невелико ($Q_{изл}\gg\varepsilon$), задачу приближенно можно решить, производя вычисление $W_{зап}$ путем интегрирования до внешней каустики.

Мощность потерь $P_{пот}$ уединенного резонатора при небольшом уровне потерь может быть представлена суммой

$$P_{\text{пот}} = P_{\text{тепл}} + P_{\text{изл}},$$

где $P_{\text{тепл}}$ — мощность тепловых потерь в элементах конструкции; $P_{\text{изл}}$ — мощность излучения. При связи ДР с внешней схемой сюда добавляется $P_{\text{ви}}$ — мощность, уходящая из ДР по волноводам связи. В силу различных зависимостей составляющих $P_{\text{пот}}$ от конструктивных параметров ДР, результирующая добротность имеет экстремальные зависимости от радиуса диска, от его высоты и от диэлектрической проницаемости материала.

Проанализируем более подробно тепловую составляющую добротности ДР. Для энергии, запасенной в резонаторе, можно написать

$$W_{\text{зап}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} \varepsilon_0 \varepsilon_i \int_{v_i} |\bar{E}|^2 dv_i = \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} \mu_0 \mu_i \int_{v_i} |\bar{H}|^2 dv_i, \qquad (5.21)$$

где v_i — объем области, занятой материалом с параметрами ε_i, μ_i, (v_2 ограничивается каустикой).

Тепловые потери в материалах резонатора определяются суммой потерь электрической и магнитной природы:

$$P_{\text{тепл}} = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_i \delta_{\varepsilon i} \int_{v_i} |\bar{E}|^2 dv_i + \\ + \frac{1}{2} \omega \mu_0 \mu_i \delta_{\mu i} \int_{v_i} |\bar{H}|^2 d v_i. \qquad (5.22)$$

Для добротности $Q_{\text{тепл}}$, связанной с потерями в средах, с учетом (5.21) и (5.22) получаем [89] *

$$Q_{\text{тепл}}^{-1} = \sum_{k=\varepsilon,\mu} \sum_{i=1,2} K_{Qik}^{-1} \delta_{ki}, \qquad (5.23)$$

где структурные коэффициенты добротности K_{Qik} определяются как

$$K_{Q i\varepsilon} = \frac{\sum_{i=1,2} \varepsilon_i \int_{v_i} |\bar{E}|^2 dv_i}{\varepsilon_i \int_{v_i} |\bar{E}|^2 dv_i}; \quad K_{Qi\mu} = \frac{\sum_{i=1,2} \mu_i \int_{v_i} |\bar{H}|^2 dv_i}{\mu_i \int_{v_i} |\bar{H}|^2 dv_i}. \qquad (5.24)$$

Из записи (5.24) видно, что структурные коэффициенты добротности равны отношениям общего запаса энергии к парциальному запасу соответствующей энергии в объеме v_i. Отсюда следуют общие соотношения, связывающие коэффициенты добротности

---

* В работе [89] коэффициентами добротности названы величины, обратные (5.24). У нас они введены так, чтобы с увеличением K_{Qik} парциальная добротность, описывающая в (5.23) вклад соответствующего вида потерь, возрастала.

$$\sum_{i=1,2} K_{Qi\varepsilon}^{-1} = \sum_{i=1,2} K_{Qi\mu}^{-1} = 1. \qquad (5.25)$$

У дисковых ДР АК с ростом $\tilde{R}$ значения $K_{Q2\varepsilon}$ монотонно увеличиваются, а значения $K_{Q1\varepsilon}$ монотонно уменьшаются, асимптотически стремясь к единице. Расчеты на двумерной модели показывают, что в области, где $Q_{изл} > 10^3$, $K_{Q1\varepsilon} \leqslant 1{,}15 \ldots 1{,}05$. Отсюда следует, что добротность открытых ДР с АК при $L \gg R$ даже при оптимальном выборе параметров не может превышать значение $Q_д$ более, чем на 5..15%. Уменьшение L или переход к пластинчатым ДР с воздушными зазорами снимает это ограничение: у таких ДР Q может быть значительно больше $Q_д$.

Определение структурных коэффициентов по (5.24) требует знания полей и трудоемких вычислений. Поэтому в ряде случаев целесообразно определять их, пользуясь их связью с дисперсионными характеристиками азимутальных волн, которые рассчитываются более просто и точнее известны из экспериментальных исследований. Приведем их без вывода [89]:

$$K_{Qi\varepsilon} = U_{гр}/(2\varepsilon_i dU/d\varepsilon_i);$$

$$K_{Qi\mu} = U_{гр}/(2\mu_i dU/d\mu_i). \qquad (5.26)$$

Соответствующие выражения справедливы для анизотропных ДР применительно к компонентам $\varepsilon_{\parallel}$ и $\varepsilon_{\perp}$ тензора $\hat{\varepsilon}$ одноосного кристалла.

Для определения коэффициента группового замедления $U_{гр} = c/v_{гр}$ по фазовым дисперсионным характеристикам полезны соотношения

$$U_{гр} = 2\sum_{i=1,2} \varepsilon_i\, dU/d\varepsilon_i = 2\sum_{i=1,2} \mu_i\, dU/d\,\mu_i, \qquad (5.27)$$

а для определения $U_{гр}$ по спектру частот АК — выражение

$$U_{гр}(f_{ср}) = c/(2\pi R\Delta f), \qquad (5.28)$$

где Δf — интервал частот между соседними по n резонансными частотами АК данного вида; $f_{ср}$ — некоторая частота в этом интервале.

Интересно, что связь температурного коэффициента резонансной частоты ДР с показателями термостабильности составляющих его материалов также выражается через структурные коэффициенты добротности [90]:

$$TKf_р = -TKl - TK\varepsilon_1/2K_{Q1\varepsilon} - TK\varepsilon_2/2K_{Q2\varepsilon}. \qquad (5.29)$$

Рассмотренные выше взаимосвязи между электродинамическими характеристиками ДР, структурой и параметрами их конструкции являются основой при их проектировании и оптимизации [79].

Завершая обсуждение свойств открытых ДР АК, отметим, что главной их особенностью является возможность достижения вы-

соких и даже сверхвысоких значений добротности [15], в том числе и при небольших значениях $\varepsilon \leqslant 10$. Цена этому — достаточно большие габаритные размеры, масса и густой спектр. По этим показателям качества ДР АК заметно уступают ДР НК, но, как правило, выигрывают у большинства конструкций открытых металлических резонаторов.

Глава шестая

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ В ЭКРАНИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Рассмотренные выше цилиндрические, кольцевые и другие разновидности ДР при построении конкретных СВЧ-устройств используются в сочетании с различными линиями передачи. При этом имеет место существенное возмущение поля ДР металлическими поверхностями различных конфигураций, диэлектрическими слоями и другими элементами, входящими в состав устройств. Степень возмущения поля резонатора зависит от его параметров, элементов конструкций, их взаимного расположения и должна учитываться при конструировании устройств с ДР. Поэтому в данной главе изложены особенности влияния на полевые, частотные и энергетические характеристики $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР плоских и цилиндрических экранирующих поверхностей, а также металлических и диэлектрических элементов, применяемых для подстройки частоты электродинамической системы (ЭС) с ЦДР.

6.1. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР В ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ЭКРАНЕ

Ряд конструкций СВЧ-устройств с ЦДР построен на основе экранированной микрополосковой линии передачи или запредельного прямоугольного волновода, в которых торцевые поверхности ЦДР расположены параллельно верхней и нижней стенкам прямоугольного металлического экрана на достаточно близких расстояниях к ним. Боковые металлические стенки линий передачи находятся в большинстве случаев на расстояниях в 2 и более раза превышающих диаметр резонатора, так что их влиянием на резонансную частоту и собственную добротность ЭС для рассматриваемого основного $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР можно пренебречь. Это обусловлено выбором расстояния H между верхней и

нижней стенками металлического экрана как в полом, так и в двухслойном прямоугольных волноводах, при котором достигается высокая запредельность линий передачи для основных волн H_{01}- и LE_{01}-типов соответственно, возбуждаемых резонатором на резонансной частоте $H_{01\delta}$-типа колебаний. Заметим, что ЦДР в полом запредельном волноводе для увеличения собственной добротности ЭС обычно располагают на диэлектрической опоре в виде сплошной шайбы диаметром, равным диаметру резонатора, и изготавливаемой из материала с низкими диэлектрическими потерями, например из кварца, фторопласта и др.

Для расчета резонансной частоты и собственной добротности ЭС воспользуемся электродинамической моделью, охватывающей оба вида рассматриваемых колебательных систем. Она может быть представлена ЦДР, размещенным на диэлектрическом слое (подложке) между параллельными металлическими плоскостями, образующими радиальную линию (рис. 6.1). В частном случае, если пренебречь влиянием на электродинамические характеристики ЭС части диэлектрической подложки, размещенной вне граничной поверхности S, совпадающей с боковой поверхностью резонатора, получаем колебательную систему с ЦДР на диэлектрической опоре.

При решении граничной задачи полагаем, что диэлектрические проницаемости ЦДР, подложки и окружающей среды соответственно равны $\varepsilon_р=\varepsilon_0(\varepsilon'_р-j\varepsilon''_р)$, $\varepsilon_п=\varepsilon_0(\varepsilon'_п-j\varepsilon''_п)$, $\varepsilon'_в$, а магнитные проницаемости всех сред — μ_0. При нахождении электромагнитных полей и характеристического уравнения, определяющего резонансную частоту исследуемой системы для $H_{01\delta}$-типа колебаний, потерями в металлических стенках экрана и в диэлектрических материалах пренебрегаем; это оправдано тем, что обычно выполняются условия $\varepsilon'_р \gg \varepsilon''_р$, $\varepsilon'_п \gg \varepsilon''_п$, а материал стенок экрана характеризуется высокой проводимостью σ. Конечные значения $\varepsilon''_р$, $\varepsilon''_п$ и σ будут учтены при расчете добротности ЭС. В общем случае ограничения на расстояние между металлическими экранами не накладываются.

При решении задачи воспользуемся методом частичных областей. Разобьем все пространство с ЦДР, ограниченное плоскими металлическими экранами, на пять частичных областей. Определим в каждой из них поле, удовлетворяющее уравнениям Максвелла, граничным условиям и условию на бесконечности.

Для $H_{01\delta}$-типа колебаний отличны от нуля H_z-, H_r- и E_φ-сос-

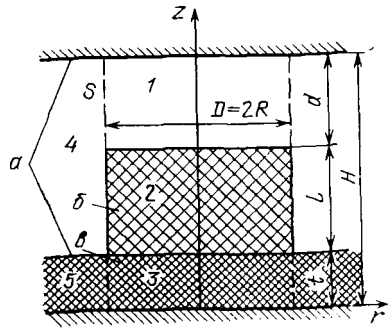


Рис. 6.1. Цилиндрический ДР на диэлектрической подложке в радиальной линии: *а* — металлические плоские поверхности; *б* — ЦДР; *в* — диэлектрическая подложка

тавляющие поля, которые могут быть найдены с помощью соотношений (2.4) через скалярную функцию — продольную составляющую магнитного вектора Герца. Продольные составляющие магнитного вектора Герца в выделенных частичных областях, удовлетворяющие уравнение Гельмгольца, представим в виде фурье-разложений:

$$\Pi_{1z}^{(м)} = \sum_{к=1}^{\infty} P_{1к}\, J_0(\beta_к r) \sin h_{1к}(H-z),$$

$$\Pi_{2z}^{(м)} = \sum_{к=1}^{\infty} P_{2к}\, J_0(\beta_к r)\,[\cos h_{2к}(z-l) + G_к \sin h_{2к}(z-l)],$$

$$\Pi_{3z}^{(м)} = \sum_{к=1}^{\infty} P_{3к}\, J_0(\beta_к r) \sin h_{3к} z, \qquad (6.1)$$

$$\Pi_{4z}^{(м)} = \sum_{n=1}^{\infty} P_{4n}\, H_0(g_n r) \sin \gamma_{4n}(H-z)$$

$$\Pi_{5z}^{(м)} = \sum_{n=1}^{\infty} P_{5n}\, H_0(g_n r) \sin \gamma_{5n} z,$$

где $P_{iк}$, P_{in}, $G_к$ — постоянные интегрирования, которые находятся из граничных условий; $h_{1к} = (k^2_0 \varepsilon'_в - \beta^2_к)^{1/2}$, $h_{2к} = (k^2_0 \varepsilon'_р - \beta^2_к)^{1/2}$, $h_{3к} = (k^2_0 \varepsilon'_п - \beta^2_к)^{1/2}$, $\gamma_{4n} = (k^2_0 \varepsilon'_в - g^2_n)^{1/2}$, $\gamma_{5n} = (k^2_0 \varepsilon'_п - g^2_n)^{1/2}$ — продольные волновые числа в соответствующих областях; $\beta_к$ — внутреннее и g_n — внешнее поперечные волновые числа; $k_0 = \omega(\varepsilon_0 \mu_0)^{1/2}$, $l = t + L/2$.

Определяя составляющие электромагнитного поля в ЭС и требуя непрерывность их тангенциальных составляющих на границах раздела сред $z=t$ и $z=t+L$, находим выражения амплитудных коэффициентов P_{ik}, P_{in} и $G_к$. Сопоставление полученных выражений $E_{i\varphi}$ и H_{iz} для областей $i=1$, 2, 3 и $i=4$, 5 позволяет представить их в следующем виде:

для области $r \leqslant R$, $0 \leqslant z \leqslant H$,

$$E_{I\varphi} = j\omega\mu_0 \sum_{к=1}^{\infty} P_{2к} \beta_к J'_0(\beta_к r)\, u_к(\beta_к, z),$$

$$H_{Iz} = \sum_{к=1}^{\infty} P_{2к} \beta^2_к J_0(\beta_к r)\, u_к(\beta_к, z);$$

для области $r \geqslant R$, $0 \leqslant z \leqslant H$

$$E_{II\varphi} = j\omega\mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} P_{5n} g_n H_0^{(2)'}(g_n r)\, v_n(g_n, z),$$

$$H_{IIz} = \sum_{n=1}^{\infty} P_{5n} g_n^{(2)} H_0^{(2)}(g_n r)\, v_n(g_n, z).$$

где функции $u_к(\beta_к, z)$ и $v_n(g_n, z)$ зависят от параметров $\beta_к$ и g_n в неявном виде и определяются соотношениями:

$$u_к(\beta_к, z) = \begin{cases} \dfrac{\cos\varphi_к + G_к \sin\varphi_к}{\sin\alpha_к} \sin h_{1к}(H-z) & \text{для } t+L \leqslant z \leqslant H, \\ \cos h_{2к}(z-l) + G_к \sin h_{2к}(z-l) & \text{для } t \leqslant z \leqslant t+L, \\ \dfrac{\cos\varphi_к - G_к \sin\varphi_к}{\sin\Psi_к} \sin h_{3к} z & \text{для } 0 \leqslant z \leqslant t, \end{cases}$$

$$v_n(g_n, z) = \begin{cases} \dfrac{\sin\gamma_{4n}(H-z)}{\sin\chi_n} & \text{для } t \leqslant z \leqslant H, \\ \dfrac{\sin\gamma_{5n} z}{\sin\theta_n} & \text{для } 0 \leqslant z \leqslant t, \end{cases}$$

в которых приняты обозначения: $\alpha_к = h_{1к} d$; $\varphi_к = h_{2к} L/2$; $\Psi_к = h_{3к} t$; $\chi_n = \gamma_{4n}(H-t)$; $\theta_n = \gamma_{5n} t$. В выражения функций $u_к(\beta_к, z)$ и $v_n(g_n, z)$ входят продольные волновые числа $h_{iк}$ и γ_{in}, которые удовлетворяют следующим уравнениям:

$$h_{2к}(h_{2к}\operatorname{tg} 2\varphi_к \operatorname{tg}\alpha_к - h_{1к})\operatorname{tg}\Psi_к - h_{3к}(h_{2к}\operatorname{tg}\alpha_к + h_{1к}\operatorname{tg} 2\varphi_к) = 0; \tag{6.2}$$

$$\gamma_{2n}\operatorname{tg}\chi_n + \gamma_{1n}\operatorname{tg}\theta_n = 0. \tag{6.3}$$

Системы функций $u_к(\beta_к, z)$ и $v_n(g_n, z)$, характеризующие в разложениях поля зависимости пространственных гармоник от координаты z, являются полными для двух- и трехслойного плоского волновода и удовлетворяют условию ортогональности на интервале $[0; H]$:

$$(u_к, u_m) = \int_0^H u_к(\beta_к, z)\, u_m(\beta_m, z)\, dz = \|u_к\| \delta_{к m}, \tag{6.4}$$

$$(v_к, v_m) = \int_0^H v_к(g_к, z)\, v_m(g_m, z)\, dz = \|v_к\| \delta_{к m}, \tag{6.5}$$

где $\|u_к\|$ и $\|v_n\|$ — нормы функций, которые находятся из условий нормировки (6.4) и (6.5), $\delta_{к m}$ — символ Кронекера. Следует отметить, что при размещении ЦДР на диэлектрической шайбе полной и ортогональной в области $r \geqslant R$, $0 \leqslant z \leqslant H$ является система функций $v_n = \sin\dfrac{\pi n}{H} z$ $(n = 1, 2, \ldots)$, для которой $\|v_n\| = H/2$.

Для нахождения характеристического уравнения воспользуемся теперь граничными условиями для тангенциальных составляющих поля на поверхности $r = R$. Из равенства $E_{1\varphi} = E_{II\varphi}$ при $r = R$ получим

$$\sum_{n=1}^{\infty} P_{5n} g_n H_0^{(2)\prime}(g_n R)\, v_n(g_n, z) = \sum_{к=1}^{\infty} P_{2к} \beta_к \mathcal{J}_0'(\beta_к R)\, u_к(\beta_к, z).$$

Умножим правую и левую части этого уравнения на $v_s(g_s, z)$ и выполним интегрирование по z в области от 0 до H. Используя условие ортогональности функций $v_n(g_n, z)$ при различных значениях индекса n, находим выражение коэффициентов P_{5n}:

$$P_{5s} = \frac{1}{\|v_s\| g_s H_0^{(2)'}(g_s R)} \sum_{к=1}^{\infty} P_{2к} \beta_к \mathcal{J}_0'(\beta_к R) U(\beta_к, g_s), \qquad (6.6)$$

где $U(\beta_к, g_s) = \int_0^H u_к(\beta_к, z) v_s(g_s, z)\, dz$.

Приравнивая составляющие H_{Iz} и H_{IIz} магнитного поля ЭС на граничной поверхности S, с учетом выражения (6.6) определим уравнение

$$\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{к=1}^{\infty} P_{2к} \frac{g_n H_0^{(2)}(g_n R)}{\|v_n\| H_0^{(2)'}(g_n R)} \beta_к \mathcal{J}_0'(\beta_к R) U(\beta_к, g_n) v_n(g_n, z) =$$

$$= \sum_{к=1}^{\infty} P_{2к} \beta_к^2 \mathcal{J}_0'(\beta_к R) u_к(\beta_к, z). \qquad (6.7)$$

Для исключения переменной z в уравнении (6.7) умножим правую и левую части на функцию $u_m(\beta_m, z)$ $(m=1, 2, \ldots)$. Интегрирование по z в области $[0; H]$ позволяет получить бесконечную систему алгебраических уравнений

$$\sum_{к=1}^{\infty} P_{2к} \Phi_{кm} = 0, \quad (m = 1, 2, \ldots),$$

где

$$\Phi_{кm} = \beta_к [\mathcal{J}_0'(\beta_к R) F_{кm} - \beta_к \mathcal{J}_0(\beta_к R) \|u_к\| \delta_{кm}],$$

$$F_{кm} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_n H_0^{(2)}(g_n R)}{\|v_n\| H_0^{(2)'}(g_n R)} U(\beta_к, g_n) U(\beta_m, g_n).$$

Таким образом, резонансная частота $H_{01\delta}$-типа колебаний в колебательных системах рассматриваемых видов определится из характеристического уравнения $\det D = 0$, в котором детерминант составлен из коэффициентов $\Phi_{кm}$, а продольные волновые числа удовлетворяют уравнениям (6.2) и (6.3). Решение данного уравнения позволяет найти амплитудные коэффициенты $P_{2к}$, затем остальные коэффициенты P_{in}, $G_к$ и, следовательно, определить распределение электромагнитного поля в ЭС.

Для получения решения характеристического уравнения в первом приближении предположим, что поле в областях $i=1, 2, 3$ аппроксимируется одной цилиндрической волной (дифракционное приближение). Дальнейшее упрощение задачи может быть получено, если пренебречь влиянием части диэлектрического слоя, лежащей вне граничной поверхности S, на характеристики колебательной системы, так как обычно $\varepsilon'_п < 10$ и $t \ll \lambda_0/\sqrt{\varepsilon'_п}$ $(\lambda_0 = k_0/2\pi)$. В результате получим ЭС с ЦДР на диэлектрической

шайбе. При этих допущениях характеристическое уравнение принимает вид [91]

$$\frac{\beta \mathcal{J}_0(\beta R)}{\mathcal{J}_1(\beta R)} u(\beta) - \frac{H}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_n H_0^{(2)}(g_n R)}{H_1^{(2)}(g_n R)} U^2(\beta, h_n) = 0, \qquad (6.8)$$

где

$$u(\beta) = \int_0^H u_к^2(\beta_к, z)\, dz \text{ и}$$

$$U(\beta, h_n) = \int_0^H u_н(\beta_к, z) \sin p_n\, dz \quad \text{для} \quad к = 1,$$

$g_n = (k^2_0 \varepsilon'_в - p^2_n)^{1/2}$, $p_n = \pi n/H$, а продольные волновые числа h_1, h_2 и h_3, определяющие характер распределения поля в областях 1, 2, 3, должны удовлетворять уравнению (6.2).

Приведем результаты численного анализа характеристического уравнения (6.8) и сравним результаты расчетов с экспериментальными данными.

Характеристическое уравнение имеет вещественное решение, определяющее резонансную частоту стационарных колбаний основного $H_{01\delta}$-типа колебаний, если внутреннее поперечное волновое число β вещественно, а g_n — чисто мнимые. Из последнего условия следует, что расстояние между металлическими поверхностями экрана должно быть $H < H_{кр} = \lambda_0/2$. В дальнейшем везде примем $\varepsilon'_в = 1$.

Для решения характеристического уравнения в N-м приближении необходимо учитывать в сумме по индексу n конечное число гармоник разложения поля в области $r \geqslant R$. Численный анализ решений показывает, что скорость сходимости решений к точному зависит от нормированных параметров ЭС η, $\tilde{t} = t/L$, $\tilde{H} = 2H/\lambda_0$ (за точное решение принимается такое приближение, для которого решения для N и $N+2$ гармоник отличаются в четвертом знаке). Число учитываемых гармоник, необходимых для достижения заданной точности, уменьшается при увеличении η и уменьшении $\tilde{H}$. В качестве примера на рис. 6.2 представлены зависимости погрешности расчета резонансной частоты ЭС от числа учитываемых пространственных гармоник поля во внешней области при различных численных значениях параметра $\tilde{t}$ и η, $\tilde{d} = \text{const}(\tilde{d} = d/L)$. Как видно, с увеличением N численные решения характеристического уравнения быстро стремятся к некоторому значению, равному резонансной частоте колебательной сис-

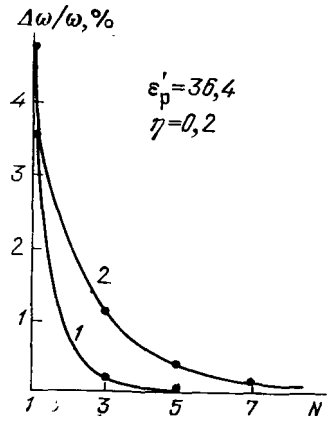


Рис. 6.2. Иллюстрация сходимости решений характеристического уравнения для ЭС с параметрами:

$D = 7{,}95$ мм, $\hat{d} = 2{,}83$, $\hat{t} = 0{,}629$ (кривая 1) и $\hat{t} = 2{,}83$ (кривая 2) для $\varepsilon'_п = 1$

темы при заданных ее параметрах. Например, для ЦДР с отношением $L/D=0{,}5$; $\tilde{l}=0{,}629$ и $\tilde{d}=0$ при решении характеристического уравнения достаточно ограничиться значениями $N=3$. При увеличении $\tilde{d}$ до 0,33 число учитываемых гармоник возрастает до $N=5$, а для $d=2{,}83$ — до $N=9$. Заметим, что резонансная частота $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР с параметрами $\varepsilon'_{\text{р}}=36{,}4$, $\eta=0{,}2$ в свободном пространстве, найденная из решения характеристического уравнения (2.16), равна $f=8{,}588$ ГГц. Для случая симметричного размещения резонатора в плоском волноводе для $\tilde{l}$, $\tilde{d}=2{,}83$ ($\varepsilon'_{\text{в}}$, $\varepsilon'_{\text{п}}=1$) резонансная частота несколько выше и равна 8,76 ГГц. При увеличении η указанное различие между частотами в обоих случаях уменьшается. Отметим также, что для $\eta<0{,}2$ и $\tilde{l}$, $\tilde{d}\to 0$ и $\varepsilon'_{\text{п}}\sim 10$ в диэлектрической шайбе возможно выполнение условия $k^2_0/\varepsilon'_{\text{п}}>h^2_3$. Вследствие этого характер распределения поля в шайбе изменяется, и оно описывается гармоническими функциями. В табл. 6.1 представлены экспериментальные данные и результаты расчета резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний при симметричном размещении ЦДР с $\varepsilon'_{\text{р}}=36{,}2$ между нижней и верхней стенками металлического экрана, полученные различными методами (результаты расчета, приведенные в шестой колонке, получены рассматриваемым в данном разделе методом). Из таблицы следует, что дифракционное приближение позволяет рассчитать резонансную частоту с погрешностью 0,5 ... 0,8% для различных значений параметров D и $\tilde{d}$, изменяющихся в широких интервалах, представляющих интерес для решения практических задач.

При $\tilde{l}$, $\tilde{d}\to 0$ резонансная частота возрастает тем быстрее, чем меньше значение η. В случае $\tilde{l}$, $\tilde{d}=0$ ее значение находится из решения характеристического уравнения [92]

$$\left.\begin{aligned} &p\,\mathcal{J}_0(p/2)\,K_1(s/2)+s\,\mathcal{J}_1(p/2)\,K_0(s/2)=0,\\ &\xi^2=1/\varepsilon'_{\text{р}}\cdot[p^2+(\pi/\eta)^2]^{1/2}\,. \end{aligned}\right\}$$

С увеличением расстояния между ЦДР и стенками экрана резонансная частота ЭС уменьшается и асимптотически стремится к некоторому значению ω_{c0}, которое практически мало изменяется при $d>d_m$ (d_m зависит от f, η и $\varepsilon'_{\text{р}}$).

На рис. 6.3 иллюстрируются расчетные и экспериментальные зависимости резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний от расстояния между ЦДР и верхней стенкой металлического экрана при размещении резонатора на диэлектрической шайбе и различных значениях параметра η. В расчетах полагается, что при из-

Таблица 6.1

D, мм	L, мм	$\tilde{d}$	$f_{\text{рЭ}}$, ГГц [93]	$f_{\text{рТ}}$, ГГц [94]	$f_{\text{рТ}}$, ГГц [91]	$f_{\text{рТ}}$, ГГц [95]
4,06	5,15	0,568	10,48	10,50	10,565	10,52
6,03	4,16	0,820	7,94	7,94	7,996	7,94
5,98	2,95	1,36	8,64	8,61	8,703	8,62
6,02	2,14	2,07	9,40	9,33	9,45	9,33
7,99	2,14	2,07	7,79	7,76	7,837	7,76

Примечание. Э — эксперимент; Т — теория.

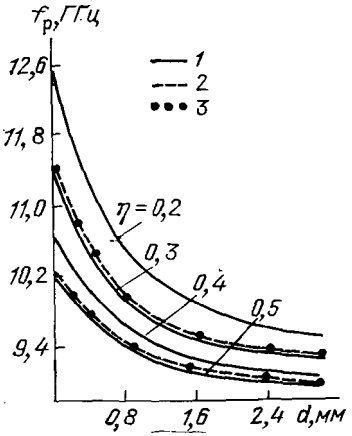


Рис. 6.3. Зависимости резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний ЭС от расстояния между ЦДР и верхней экранирующей плоскостью при $\varepsilon'_р=36{,}4$, $\varepsilon'_п=9{,}8$, $t=1$ мм и различных значениях η:

1 — расчет при $\varepsilon'_п=9{,}8$, а *2* — при $\varepsilon'_п=1$; *3* — эксперимент

менении параметра η резонансная частота ЦДР в свободном пространстве сохраняется примерно постоянной. Как видно, закономерности влияния металлических экранов на резонансные свойства резонатора такие, как в случае симметричного размещения ЦДР между стенками экрана. Однако возмущение электромагнитного поля системы диэлектрической шайбой дает противоположный эффект: при равных условиях увеличение $\varepsilon'_п$ сопровождается уменьшением резонансной частоты. Выполненные расчеты показывают: если расстояние $d \gtrsim d_m$, то преобладающее воздействие на нее нижней металлической стенки экрана или диэлектрической шайбы при изменении ее высоты t зависит от параметров $\varepsilon'_п$ и η. При $t \leqslant 1$ мм и $\varepsilon'_п \leqslant 10$ смещение частоты, обусловленное диэлектрической шайбой, незначительно и составляет не более 1%. Сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных показывает, что различие между ними составляет 0,4 ... 0,6% и уменьшается при уменьшении расстояния H между стенками экрана.

Необходимо отметить, что для многоволновой модели колебательной системы заметный эффект возмущения электромагнитного поля верхним металлическим экраном при размещении ЦДР на диэлектрической шайбе имеет место при расстояниях в несколько раз больших, чем аналогичные расстояния для одноволновой модели (степень возмущения поля оценивается по величине смещения частоты).

В табл. 6.2 приведены теоретические и экспериментальные значения резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний при разме-

Таблица 6.2

D, мм	L, мм	$\tilde{d}$	$f_{рЭ}$, ГГц [93]	$f_{рТ}$, ГГц [93]	$f_{рТ}$, ГГц [94]	$f_{рТ}$, ГГц [91]
6,06	4,22	0,943	8,27	8,37	8,262	8,279
6,03	3,04	1,69	9,09	9,18	9,055	9,104
6,02	2,14	2,83	10,20	10,26	10,11	10,212
7,94	2,10	2,9	8,81	8,83	8,768	8,863

Примечание. Э — эксперимент; Т — теория.

щении ЦДР на диэлектрической подложке в плоском волноводе для $\varepsilon'_р=36{,}2$, $\varepsilon'_п=9{,}5$, $t=0{,}7$ мм.

Рассмотрим теперь энергетические характеристики исследуемой ЭС. Запасенная электромагнитная энергия и усредненные потери мощности за период колебаний в резонаторе определяют величину ее собственной добротности $Q_с$. Так как при условии $H<H_{кр}$ потери на излучение равны нулю, то для определения собственной добротности ЭС, в которой существуют свободные колебания с частотой ω и с определенным распределением электромагнитного поля, необходимо найти запасенные энергии в частичных областях системы и мощности потерь в диэлектрических слоях опоры, в диэлектрическом резонаторе и металлических стенках экрана. Запасенная энергия и мощность потерь в i-й частичной области определяются известными соотношениями

$$W_i=\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon'_i\int\limits_{V_i}|\mathbf{E}|^2\,dV, \tag{6.9}$$

$$P_i=\frac{1}{2}\omega\varepsilon_0\varepsilon'_i\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon i}\int\limits_{V_i}|\mathbf{E}|^2\,dV, \tag{6.10}$$

где $\varepsilon_0\varepsilon'_i$ и $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon i}$ — диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь диэлектрического материала, заполняющего i-ю частичную область; $\mathbf{E}$ — вектор напряженности электрического поля в этой области. Потери мощности в металлических экранах могут быть найдены, если на поверхности металла для векторов поля задать приближенное граничное условие Леонтовича $\mathbf{E}_\tau=Z_с[\mathbf{H},\ \mathbf{n}_0]$, где $Z_с$ — поверхностное сопротивление металла; $\mathbf{E}_\tau$ — вектор тангенциальной составляющей электрического поля к поверхности металла и $\mathbf{n}_0$ — единичный вектор нормали к поверхности, направленный в глубину металла. При этом условии усредненная мощность потерь за период высокочастотных колебаний в металлической поверхности определяется формулой [54]

$$P_м=\frac{1}{2}\left(\frac{\omega\mu_м}{2\sigma}\right)^{1/2}\int\limits_S|\mathbf{H}_\tau|^2\,dS, \tag{6.11}$$

где $\mathbf{H}_\tau$ — вектор тангенциальной составляющей магнитного поля у поверхности металла; $\mu_м$ — магнитная проницаемость металла. В соотношении (6.11) интегрирование ведется по всей поверхности S, где вектор $\mathbf{H}_\tau$ отличен от нуля.

Подстановка в соотношения (6.9)—(6.11) выражений для составляющих поля позволяет рассчитать собственную добротность ЭС для основного $H_{01\delta}$-типа колебаний. Приведем основные результаты исследования собственной добротности ЭС 3-сантиметрового диапазона, а также некоторые экспериментальные данные. На рис. 6.4 показаны расчетные зависимости нормированной собственной добротности $Q_с/Q_д$ $H_{01\delta}$-типа колебаний от расстояния между ЦДР и верхней металлической стенкой экрана при размещении его на диэлектрической шайбе. В качестве параметров бе-

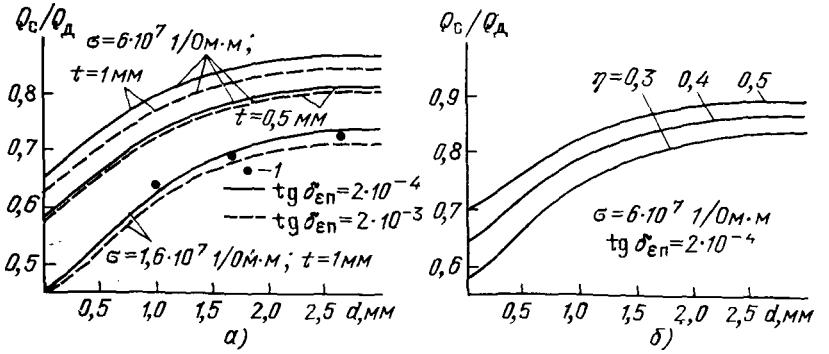


Рис. 6.4. Зависимости нормированной добротности ЭС для $H_{01\delta}$-типа колебаний от расстояния между ЦДР и верхним экраном при различных значениях t, σ, $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}$ для постоянного $\eta=0{,}4$ (*а*) и при изменении η для $t=1$ мм (*б*):

Параметры системы: $\varepsilon'_р=36{,}4$, $\varepsilon'_п=9{,}8$, $Q_д=(\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon р})^{-1}$, $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon р}=3\cdot10^{-4}$; точками показан эксперимент для $\eta=0{,}5$, $t=1$ мм. $\varepsilon'_п\approx9{,}6$ и $\sigma\approx1{,}6\cdot10^7$ 1/Ом·м

рутся величины t, η, $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}$, σ. Как следует из приведенных графических зависимостей и проведенных расчетов, собственная добротность возрастает при увеличении расстояний между ЦДР и металлическими стенками экрана, а также их проводимости, увеличении отношения геометрических размеров резонатора L/D и уменьшении потерь в диэлектрических материалах шайбы и резонатора. Для типичных параметров исследуемой системы H, t, $\varepsilon'_п$, $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}$ ($\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}\leqslant8\cdot10^{-4}$), σ (медь, латунь, дюралюминий, серебро) величина $Q_с$ в основном определяется потерями в металлических стенках экрана и в объеме резонатора. Вклад этих видов потерь в общие потери различен и зависит от значений $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon р}$ и σ. В качестве примера на рис. 6.5 представлены расчетные зависимости нормированной собственной добротности ЭС для различных значений этих параметров. Из них следует, что при уменьшении $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon р}$ материала резонатора вклад потерь в стенках экрана в общие потери существенно возрастает и для типичных значений $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon р}=(2\ldots3)\cdot10^{-3}$ добротность системы составляет $(0{,}6\ldots0{,}9)Q_д$. Вклад потерь в диэлектрической шайбе возрастает при увеличении ее высоты и величины $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}$. Если верхняя стенка экрана находится на достаточно большом расстоянии и заметно не влияет на собственную добротность ЭС, то количественное соотношение между потерями в шайбе и нижней стенке экрана при $\eta=\mathrm{const}$ зависят от значений t, $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}$ и σ. При увеличении высоты шайбы потери в нижней стенке экрана уменьшаются, а потери в материале шайбы возрастают. Для $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}\leqslant6\cdot10^{-3}$ и $\sigma\leqslant6\cdot10^7$ 1/Ом·м функция $Q_с(t)/Q_д$ имеет максимум, положение которого зависит от η и соотношения между величинами σ и $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}$ [96].

Следует отметить, что для симметричного расположения ЦДР между металлическими плоскостями и увеличении расстояния

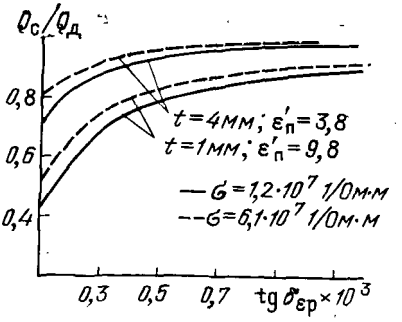


Рис. 6.5. Зависимости нормированной добротности ЭС $H_{01\delta}$-типа колебаний от $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon р}$ материала резонатора: $\eta=0{,}3$; $\varepsilon'_р=81$; $d=4$ мм; $D=13{,}18$ мм; $\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon п}=2\cdot10^{-4}$

между ними при выполнении условия $H<H_{кр}$ собственная добротность ЭС возрастает, причем для некоторых значений H отношение $Q_с/Q_д>1$. Это объясняется тем, что при увеличении расстояния H уменьшаются потери в металле и возрастает величина запасенной энергии вне объема резонатора. Например, для $\varepsilon'_р=36{,}4$, $\eta=0{,}3$ и увеличении d от 0,2 до 4 мм отношение запасенной энергии вне резонатора к общей запасенной энергии изменяются от $2{,}2\cdot10^{-3}$ до $2{,}1\cdot10^{-2}$. Потери в металле при этом уменьшаются почти на два порядка и практически ими можно пренебречь. В результате, при пренебрежимо малых потерях в металлических экранах добротность колебательной системы становится выше предельной добротности $Q_д$, определяемой величиной $(\mathrm{tg}\,\delta_{\varepsilon р})^{-1}$. Различие между $Q_с$ и $Q_д$ не превышает 3% и уменьшается при увеличении параметра η.

Обобщим теперь экспериментальные и теоретические данные о влиянии диэлектрических и металлических поверхностей, возмущающих электромагнитное поле ЦДР, на добротность ЭС для $H_{01\delta}$-типа колебаний. В § 2.5 было показано, что добротность резонатора в свободном пространстве для $\varepsilon_р=30\ldots100$ имеет порядок величины $\varepsilon_р$ и составляет $(0{,}07\ldots0{,}15)\cdot\varepsilon^{3/2}$ при $\eta\in[0,\ 2;\ 1]$, т. е. в основном определяется потерями на излучение.

При возмущении электромагнитного поля ЦДР проводящими и диэлектрическими телами добротность ЭС будет определяться как потерями в объеме резонатора, так и потерями в металлических и диэлектрических элементах конструкции, потерями на излучение, если таковые имеются, и распределением запасенной энергии в системе. Однако возмущение поля резонатора может привести к существенному изменению запасенной энергии и мощности потерь в ЭС. Экспериментальные данные и теоретические результаты [97, 98] показывают, что при размещении ЦДР над металлической плоскостью или над диэлектрической подложкой открытой МПЛ радиационная добротность ЦДР возрастает и достигает максимального значения при непосредственном размещении резонатора на металлической плоскости либо на диэлектрической подложке. Причем радиационная добротность увеличивается с ростом $\varepsilon_р$: $Q_и$ возрастает в 2,4 ... 2,6 раза при увеличении $\varepsilon'_р$ от 35 до 65. Уменьшение потерь на излучение и возрастание запасенной энергии в объеме ЦДР и ближней зоне приводят к увеличению добротности реальной ЭС [99, 100, 200]. При размещении резонатора в экранированной системе потери на излуче-

ние в свободное пространство отсутствуют и добротность системы определяется потерями в металлических стенках экрана, в диэлектрической подложке (шайбе) и в других элементах конструкции. При этом в экранированных микрополосковых конструкциях достигаемые собственные добротности составляют примерно (0,6 ... ... 0,7) $Q_д$. Однако при $H > H_{кр}$ добротность колебательной системы уменьшается почти на порядок и определяется в основном радиационными потерями [200], обусловленными уходящими на бесконечность волнами. Для уменьшения влияния нижней стенки металлического экрана на собственную добротность ЭС ЦДР целесообразно приподнять над диэлектрической подложкой с помощью дополнительной диэлектрической опоры в виде шайбы или кольца, изготовленных из диэлектрических материалов с низкими значениями тангенса угла диэлектрических потерь (фторопласт, кварц и др.). Одним из путей повышения собственной добротности ЭС для $H_{01\delta}$-типа колебаний является применение в качестве линии передачи высокодобротной экранированной линии на подвешенной подложке [101].

6.2. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР В КРУГЛОМ СООСНОМ ЭКРАНЕ

Расположение ЦДР в цилиндрическом экране при совпадении осей резонатора и экрана применяется при построении различных СВЧ-устройств. Влияние экрана на параметры ЦДР в таких конструкциях имеет свои особенности по сравнению с рассмотренным выше влиянием плоско-параллельного экрана. Эти особенности обусловлены тем, что при соосном расположении распределение электромагнитного поля основного $H_{01\delta}$-типа колебаний резонатора вблизи экрана аналогично полю волны H_{01} в круглом волноводе. Эта волна, как известно, возбуждает в стенках волновода только круговые токи. А они с ростом частоты колебаний при неизменной мощности, передаваемой по волноводу, уменьшаются. Поэтому собственная добротность резонатора из-за уменьшения потерь в экране в таких конструкциях выше. Кроме того, возможность близкого расположения центров ДР позволяет осуществить сильные связи между резонаторами, расположенными соосно в экране.

Обобщенная электродинамическая модель цилиндрического ДР в соосном экране показана на рис. 6.6. Она представляет собой [102—104] круглый цилиндрический экран с торцевыми металлическими стенками, внутри которого размещены резонатор и диэлектрический диск, который может быть использован для подстройки частоты резонатора. Диск и ЦДР закреплены в экране с помощью диэлектрических втулок из материала с меньшей диэлектрической проницаемостью. Исследуемая модель разделена на семь частичных областей: область 2 — ЦДР ($\varepsilon'_2 = \varepsilon_р$) радиусом R и высотой L_2; область 4 — диэлектрический (ε'_4) диск высотой L_4 и радиусом R; области 2С и 4С — диэлектрические кольца-держатели толщиной L_2 и L_4; область 3 — промежуток между

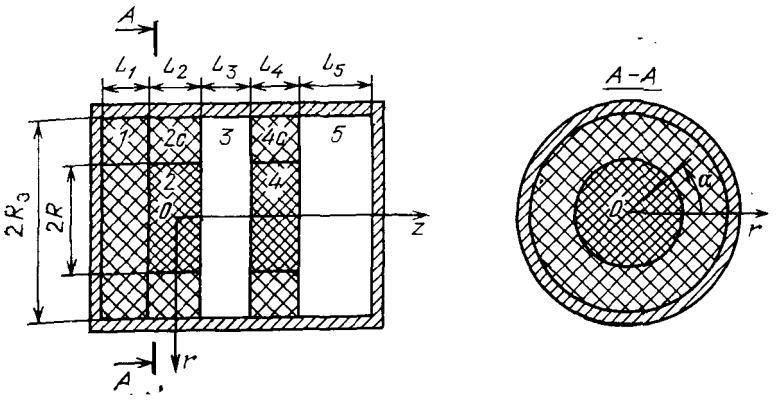


Рис. 6.6. Обобщенная модель ЦДР в круглом соосном экране

диском и ЦДР, заполненный диэлектриком с проницаемостью $\varepsilon_э$; области 1 и 5 — диэлектрические подложки (цилиндрической формы ε_1 и ε_5), предназначенные для крепления элементов возбуждения ЦДР. Сами элементы возбуждения в модели не учитываем. Их влияние на собственные частоты ЦДР будет учтено ниже методом малых возмущений. В проводимом ниже анализе вместо физических размеров элементов конструкции, показанной на рис. 6.6, и длины волны будем использовать нормированные параметры $t=R_э/R$, $l_i=L_i/R$, $\lambda_0=\lambda_р/R$ и нормированные к R цилиндрические координаты r, z, где $\lambda_р$ — длина волны в свободном пространстве, *соответствующая резонансной частоте* ЦДР, а индекс i означает принадлежность к определенной ($i=1, 2, ..., 5$) частичной области модели. В соответствии с принятой нормировкой к R волновые числа β_i также нормированы.

Исследование собственных колебаний рассматриваемой системы проводим с использованием метода частичных областей при следующих допущениях. Энергия электромагнитных колебаний сосредоточена, в основном, в области с большой ε, и поля затухают в остальных областях, поскольку рассматриваемый экран представляет собой запредельный волновод.

Алгоритм решения задачи о полевых и частотных характеристиках ЦДР состоит из трех этапов:

1. Определение в каждой частичной области полей, удовлетворяющих уравнениям Максвелла и принятым допущениям. На этом этапе задача может решаться в одноволновом или многоволновом приближениях либо комбинированно — в одних областях одноволновое представление, в других — многоволновое. В одноволновом приближении искомые поля в каждой области представляются в виде поля, соответствующего одному рассматриваемому типу колебаний. В многоволновом — поле представляют в виде суммы всех возможных в данной области колебаний. При многоволновом описании поля точность расчета несколько повышается, однако объем вычислений при этом существенно возрастает.

2. Согласование (удовлетворение граничным условиям) полей на границах частичных областей. Возможно несколько форм согласования. Например, локальная — при которой в каждой точке участка границы составляющие полей описываются одной функцией. При использовании численных методов согласование осуществляется по всей границе в заданных точках (метод сеток). Мы будем использовать интегральное согласование полей — приравнивание интегралов от функций, описывающих поля по обе стороны границы.

3. Получение дисперсионных уравнений. Согласование полей на цилиндрических границах дает дисперсионное уравнение для поперечных волновых чисел β_i, а на торцевых границах — для продольных волновых чисел β_{zi}. Решение системы этих дисперсионных уравнений дает собственные частоты системы.

Решение уравнения Гельмгольца в областях 2, 2С и 4, 4С дает описание поперечного распределения поля такое же, как в круглом двухслойном волноводе [198], где могут существовать поперечные электрические H_{0m}- и поперечные магнитные E_{0m}-волны без угловой вариации полей (симметричные волны) и гибридные HE_{nm}- и EH_{nm}-волны. Поле в остальных областях модели эквивалентно полю круглого запредельного волновода, заполненного соответствующим диэлектриком.

Однако в нашем случае следует учесть, что вдоль оси z в областях 2 и 4 существует стоячая, а не бегущая волна, и, кроме того, для низших типов колебаний, которые рассматриваются здесь, поперечные волновые числа в областях 2С и 4С являются мнимыми величинами ($j\beta_{2C}$ и $j\beta_{4C}$).

Таким образом, согласно общей теории волноводов постоянного сечения, электромагнитное поле в каждой области системы представляется суммой составляющих вида:

$$\mathbf{E}=\left(\frac{U^e}{r}\frac{\partial\Psi^e}{\partial\alpha}-U^h\frac{\partial\Psi^h}{\partial r}\right)\alpha^0+\left(\frac{U^h}{r}\frac{\partial\Psi^h}{\partial\alpha}+U^e\frac{\partial\Psi^e}{\partial r}\right)\mathbf{r}^0-$$
$$-I^e\frac{(\beta^e)^2}{j\omega R\varepsilon\varepsilon_0}\Psi^e\mathbf{z}^0, \qquad (6.12)$$
$$\mathbf{H}=\left(I^h\frac{\partial\Psi^h}{\partial r}-\frac{I^e}{r}\frac{\partial\Psi^e}{\partial\alpha}\right)\mathbf{r}^0+\left(\frac{I^h}{r}\frac{\partial\Psi^h}{\partial\alpha}+I^e\frac{\partial\Psi^e}{\partial r}\right)\alpha^0-$$
$$-U^h\frac{(\beta^h)^2}{j\omega R\varepsilon\varepsilon_0}\Psi^h\mathbf{z}^0.$$

Здесь $\Psi^s(r, \alpha)$ — функции поперечных координат, удовлетворяющие двумерному уравнению Гельмгольца в каждой области. Они имеют вид:

$$\Psi^e=\frac{1}{(\beta^e)^2}F_n^e(r)\cos n\alpha;\quad \Psi^h=\frac{1}{(\beta^h)^2}F_n^h(r)\,Y_n\sin n\alpha,$$

где для областей 2, 4

$$F^e{}_{n\,д}=F^h{}_{n\,д}=F_{n\,д}(\beta_д r)=\mathcal{J}_n(\beta_д r)/\mathcal{J}_n(\beta_д);$$

для областей 2С, 4С

$$F^h_{n\mathrm{C}} = \frac{\mathcal{J}_n(\beta_{\mathrm{C}} r)\, N'_n(\beta_{\mathrm{C}} t) - N_n(\beta_{\mathrm{C}} r)\, \mathcal{J}'_n(\beta_{\mathrm{C}} t)}{\mathcal{J}_n(\beta_{\mathrm{C}})\, N'_n(\beta_{\mathrm{C}} t) - N_n(\beta_{\mathrm{C}})\, \mathcal{J}'_n(\beta_{\mathrm{C}} t)};$$

$$F^e_{n\mathrm{C}} = \frac{\mathcal{J}_n(\beta_{\mathrm{C}} r)\, N_n(\beta_{\mathrm{C}} t) - N_n(\beta_{\mathrm{C}} r)\, \mathcal{J}_n(\beta_{\mathrm{C}} t)}{\mathcal{J}_n(\beta_{\mathrm{C}})\, N'_n(\beta_{\mathrm{C}} t) - N_n(\beta_{\mathrm{C}})\, \mathcal{J}'_n(\beta_{\mathrm{C}} t)};$$

для областей 1, 3, 5

$$F^h_n = \sqrt{\frac{2-\delta_{0n}}{\pi}}\, \frac{(\beta^h)^2}{\sqrt{\mu^2_{nm} - n^2}}\, \frac{\mathcal{J}_n(\beta^h r)}{\mathcal{J}_n(\mu_{nm})};$$

$$F^e_n = \sqrt{\frac{2-\delta_{0n}}{\pi}}\, \frac{(\beta^e)^2}{\varepsilon_{nm}}\, \frac{\mathcal{J}_n(\beta_{\mathrm{C}} t)}{\mathcal{J}_{n-1}(\varepsilon_{nm})}.$$

Связь между поперечными β_i и продольными волновыми числами в каждой области i имеет вид

$$\beta^2{}_i = \omega^2 R \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_i - \beta^2{}_{zi}. \qquad (6.13)$$

Штрих у обозначения функций Бесселя и Неймана означает интегрирование по аргументу.

Зависимость полей от координаты z, описываемая функциями U^s и I^s, принимается в областях 2 и 4 в виде стоячих волн:

$$U^h = -E_{2,4} j\omega R \mu_0 \cos(\beta_{z2,4} z + \varphi_{2,4});$$

$$I^h = -E_{2,4} \beta_{z2,4} \sin(\beta_{z2,4} z + \varphi_{2,4}),$$

$$U^e = -E_{2,4} \beta_{z2,4} \cos(\beta_{z2,4} z + \varphi_{2,4});$$

$$I^e = E_{2,4} j\omega R \varepsilon_0 \varepsilon_{2,4} \sin(\beta_{z2,4} z + \varphi_{2,4}).$$

В областях 1, 3, 5, являющихся отрезками полого цилиндрического волновода, запредельного в рабочем диапазоне частот, эти функции принимаются в виде:

$$U^{h,e} = E_{1,3,5}\left[\exp\left(-j\beta^{e,h}_{z\,1,3,5} z\right) + A^{e,h} \exp\left(j\beta^{e,h}_{z\,1,3,5} z\right)\right];$$

$$I^{h,e} = Y^{h,e}_{1,3,5}\, E^{h,e}_{1,3,5}\left[A^{h,e} \exp\left(j\beta^{e,h}_{z1,3,5} z\right) - \exp\left(-j\beta^{e,h}_{z1,3,5} z\right)\right],$$

где $\beta^h = \mu_{nm}/t$; $\beta^e = \varepsilon_{nm}/t$; μ_{nm}, ε_{nm} — корни функций $\mathcal{J}'_n(\mu_{nm})$ и $\mathcal{J}_n(\varepsilon_{nm})$; $Y^h{}_{1,3,5} = \beta^h/\omega R\mu_0$; $Y^e{}_{1,3,5} = \omega R \varepsilon_0 \varepsilon_{1,3,5}/\beta^e$. Постоянные $Y_{n2,4}$ определяются из граничных условий на поверхности $r=1$ приравниваем составляющих $E_{\alpha\,2,4}$ и $E_{\alpha\,2\mathrm{C},4\mathrm{C}}$ или $H_{\alpha\,2,4}$ и $H_{\alpha\,2\mathrm{C},4\mathrm{C}}$ и имеют вид:

$$Y_{2,4} = -\frac{n\beta_{z\,2,4}}{j\mu_0 \omega R}\, \frac{\beta^{-2}_{2,4} + \beta^{-2}_{2\mathrm{C},\,4\mathrm{C}}}{\beta^{-1}_{2,4} F'_{n\,2,4}(\beta_{2,4}) - \beta^{-1}_{2\mathrm{C},\,4\mathrm{C}} Q_n(\beta_{2\mathrm{C},4\mathrm{C}} t)} \qquad (6.14а)$$

или

$$Y_{2,4} = \frac{j\omega\varepsilon_0 R}{n\beta_{z\,2,4}}\, \frac{\varepsilon_{2,4}\beta^{-1}_{2,4} F'_{n\,2,4}(\beta_{2,4}) + \varepsilon_{2\mathrm{C},\,4\mathrm{C}} \beta^{-1}_{2\mathrm{C},\,4\mathrm{C}} Q_n(\beta_{2\mathrm{C},\,4\mathrm{C}} t)}{\beta^{-2}_{2,4} + \beta^{-2}_{2\mathrm{C},\,4\mathrm{C}}}, \qquad (6.14б)$$

где $Q_n(\beta_{2\mathrm{C}} t) = F_{n\,\mathrm{C}}(r)$ при $r=1$.

Для симметричных типов волн сомножитель n в этих выражениях полагается равным 1. Типы колебаний рассматриваемой системы определим в соответствии с типами волн отрезков двухслойного волновода (области 2, 4) — симметричных H_{0m}, E_{0m} и гибридных HE_{nm}, EH_{nm}, добавляя третий индекс в обозначениях типов волн — H_{0mp}, E_{0mp} и HE_{nmp}, EH_{nmp}. Здесь индекс p выбирается равным количеству вариаций (прохождений через экстремумы) поля вдоль оси z.

Приравнивая (6.14а) и (6.14б), получаем характеристическое уравнение, связывающее волновые числа $\beta_{2,4}$, $\beta_{2C,4C}$ и β_z с частотой ω:

$$-\frac{n^2\beta_{z\,2,4}^2\left(\beta_{2Д,\,4Д}^{-2}-\beta_{2C,\,4C}^{-2}\right)^2}{\beta_{2Д,\,4Д}^{-1}F'_{nД}(\beta_{2Д,\,4Д})-\beta_{2C,4C}^{-1}Q_n(\beta_{2C,\,4C}t)}=$$

$$=R^2\omega^2\varepsilon_0\mu_0\left[\varepsilon_{2Д,\,4Д}\beta_{2Д,\,4Д}^{-1}F'_{nД}(\beta_{2Д,\,4Д})-\varepsilon_{2C,\,4C}\beta_{2C,\,4C}^{-1}Q_n(\beta_{2C}t)\right]. \quad (6.15)$$

Уравнение, связывающее применительно к типу колебаний волновые числа с размерами областей системы, и выражения для коэффициентов $A_{1,3,5}$ и $\varphi_{2,4}$ определяются из условий на поперечных границах системы. Применяя интегральное согласование полей на этих границах, можно получить:

$$\frac{G_{H2}^{\nu}}{G_{E2}^{\nu}}\operatorname{tg}(\beta_{z2}l_2+\varphi_2)=Y_3^{\nu}\operatorname{cth}\left[-\beta_{z3}(l_2+l_3)+\varphi_3\right]. \quad (6.16)$$

Здесь для $EH_{\nu p}$- и $E_{-\nu p}$-колебаний

$$G_{E\,2,4}^{\nu}=\int_{S_\perp}\left[E_{\alpha\,2,\,2C,\,4,\,4C}^{\nu}(\alpha,\,r)\frac{1}{r}\frac{\partial\Psi_e^{\nu}}{\partial\alpha}+E_{r2,\,2C,\,4,\,4C}^{\nu}(\alpha,\,r)\frac{\partial\Psi_e^{\nu}}{\partial r}\right]ds,$$

$$G_{H2,4}^{\nu}=\int_{S_\perp}\left[H_{\alpha\,2,\,2C,\,4,\,4C}^{\nu}(\alpha,\,r)\frac{\partial\Psi^{\nu}}{\partial r}-H_{r2,\,2C,\,4,\,4C}^{\nu}(\alpha,\,r)\frac{1}{r}\frac{\partial\Psi^{\nu}}{\partial\alpha}\right]ds,$$

$$Y_{1,3,5}^{\nu}=j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{1,3,5}/\beta_{z\,1,3,5}^{\nu};$$

для $HE_{\nu p}$- и $H_{\nu p}$-типов колебаний

$$G_{E\,2,4}^{\nu}=\int_{S_\perp}\left[E_{\alpha\,2,\,2C,\,4,\,4C}^{\nu}(\alpha,\,r)\frac{1}{r}\frac{\partial\psi_h^{\nu}}{\partial r}-\right.$$

$$\left.-E_{r2,\,2C,\,4,\,4C}^{\nu}(\alpha,\,r)\frac{1}{r}\frac{\partial\psi_h^{\nu}}{\partial\alpha}\right]ds;$$

$$G_{H\,2,4}^{\nu}=\int_{S_\perp}\left[H_{\alpha\,2,\,2C,\,4,\,4C}^{\nu}(\alpha,\,r)\frac{1}{r}\frac{\partial\Psi_h^{\nu}}{\partial\alpha}+\right.$$

$$\left.+H_{r2,\,2C,\,4,\,4C}(\alpha,\,r)\frac{\partial\psi_h^{\nu}}{\partial\alpha}\right]ds.$$

$$Y_{1,3,5}^{\nu}=\beta_{z\,1,3,5}^{\nu}/j\omega\mu_0.$$

Функции $E^{\nu}{}_{\alpha i}(\alpha, r)$, $E^{\nu}{}_{ri}(\alpha, r)$, $H^{\nu}{}_{\alpha i}(\alpha, r)$, $H^{\nu}{}_{ri}(\alpha, r)$ описывают поперечное распределение составляющих ν-го типа колебаний в i-ой области.

$$\varphi_2 = \operatorname{arcctg}\left[Y_3^{\nu} \frac{G_{E2}^{\nu}}{G_{H2}^{\nu}} \operatorname{cth}(-\beta_{z1} l_1) + \beta_{z2} l_2;\right.$$

$$\varphi_3 = \operatorname{arcth}\left\{ Y_3^{\nu} \frac{G_{E4}^{\nu}}{G_{H4}^{\nu}} \operatorname{ctg}[\beta_{z4}(l_2 + l_3) + \varphi_4] \right\} + \beta_{z3}(l_2 + l_3);$$

$$\varphi_4 = \operatorname{arctg}\left[Y_5^{\nu} \frac{G_{E4}^{\nu}}{G_{H4}^{\nu}} \operatorname{cth}(\beta_{z5} l_5) \right] - \beta_{z4}(l_2 + l_3 + l_4).$$

Таким образом, системы уравнений (6.15) и (6.16) позволяют рассчитать собственные частоты ω_{ν} модели в зависимости от размеров и параметров последней.

Рассмотрим подробнее характеристики основного типа колебаний ЦДР. Выражения для составляющих полей $H_{01\delta}$-колебаний описанной выше модели можно получить из (6.12) ... (6.14) при $n=0$ и первых корнях уравнений (6.15), (6.16), определяющих волновые числа. При этом надо учитывать, что основной тип колебаний характеризуется составляющими H_z, H_r, E_{α}.

Собственные частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний определяются из системы уравнений, полученной из (6.13), (6.14), (6.15):

$$\frac{\beta_{2C,4C} \mathcal{J}_1(\beta_{2,4})}{\beta_{2,4} \mathcal{J}_0(\beta_{2,4})} = \frac{I_1(\beta_{2C,4C}) K_1(\beta_{2C,4C} t) - I_1(\beta_{2C,4C} t) K_1(\beta_{2C,4C})}{I_0(\beta_{2C,4C}) K_1(\beta_{2C,4C} t) + K_0(\beta_{2C,4C}) I_0(\beta_{2C,4C} t)};$$

$$\mathcal{J}_0(\beta_{1,3,5}) = 0;$$

$$-\frac{\beta_{z2}}{\beta_{z3}} \operatorname{tg}\left\{ \operatorname{arcctg}\left[\frac{\beta_{z1}}{\beta_{z2}} \operatorname{cth}(\beta_{z1} l_1) \right] + \beta_{z2} l_2 \right\} = \tag{6.17}$$

$$= \operatorname{cth}\left\{ \beta_{z3} l_3 + \operatorname{arcth}\left\{ \frac{\beta_{z3}\varepsilon_2}{\beta_{z2}\varepsilon_3} \operatorname{tg}\left[-\beta_{z4} l_4 + \operatorname{arcctg}\left[\frac{\beta_{z5}}{\beta_{z3}} \operatorname{cth}(\beta_{z5} l_5) \right] \right] \right\} \right\},$$

где $I_{0,1}$ и $K_{0,1}$ — модифицированные функции Бесселя и Кельвина.

Для основного $H_{01\delta}$-типа колебаний в качестве примера дано решение в виде табл. 6.3 при $\varepsilon_{2C}=2{,}2$; $l_1=0{,}3$; $l_4=0$; $l_3=10$; $\varepsilon_1=\varepsilon_3=1$; $\varepsilon_p=40$. В таблице даны отношения высоты ЦДР L к диаметру $2R=D$ при различных соотношениях диаметров экрана $D_э=2R_э$ и ДР и произведения частоты ДР на радиус f_pR. Например, величинам $f_pR=29{,}17$ ГГц·мм и $D_э/D=1{,}4$ соответствует отношение $L/D=0{,}413$ в табл. 6.3. По этим данным, задаваясь частотой, можно определить размеры ДР и экрана. Например, при $f_p=3$ ГГц и для $f_pR=29{,}17$ получим $R=9{,}72$ мм. Поскольку $D_э/D=1{,}4$, то $D_э=27{,}2$ мм и $L=8{,}03$ мм.

Расчет частоты ЦДР по заданным размерам и электрическим параметрам материалов упрощается с помощью графических зависимостей, приведенных на рис. 6.7. Здесь представлены зависимости нормированного волнового числа резонатора β_{z2} от произве-

Таблица 6.3

$f_p R$, ГГц·мм	Отношение L/D при $D_э/D$						
	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6
25,86					0,689	0,619	0,576
27,01				0,641	0,560	0,514	0,484
28,11			0,643	0,530	0,474	0,441	0,419
29,17			0,533	0,455	0,413	0,388	0,370
30,21		0,592	0,458	0,399	0,367	0,346	0,331
31,20		0,501	0,403	0,357	0,391	0,313	0,300
32,16	0,639	0,437	0,361	0,323	0,301	0,286	0,274
33,09	0,536	0,388	0,327	0,295	0,276	0,263	0,252
33,99	0,466	0,350	0,299	0,272	0,255	0,243	0,234
34,86	0,413	0,320	0,276	0,253	0,238	0,227	0,213
35,73	0,372	0,294	0,257	0,236	0,222	0,212	0,204
36,57	0,339	0,273	0,240	0,221	0,209		
37,38	0,312	0,255	0,225	0,208			
38,19	0,239	0,212					
38,97	0,225	0,201					

дения радиуса ДР на частоту, построенные из уравнений (6.17) при $l_3=l_4=0$ $l_1=10$, $l_5=10$, $\varepsilon_1=\varepsilon_5=1$ для волны H_{01} волновода (семейство линий A) и для $H_{01\delta}$-колебаний ЦДР (семейство линий B). Зависимости B рассчитаны для относительных диэлектрических проницаемостей материала ДР $\varepsilon_р=40$ и 80. Семейство линий A не зависит от электрических параметров системы. Пересечения семейств линий A и B соответствуют условиям существования в ЦДР колебаний типа $H_{01\delta}$. Порядок расчета частоты ЦДР по заданным размерам и диэлектрическим проницаемостям следующий. На рис. 6.7 имеется множество пересечений линий семейств A и B, которые соответствуют конкретным значениям

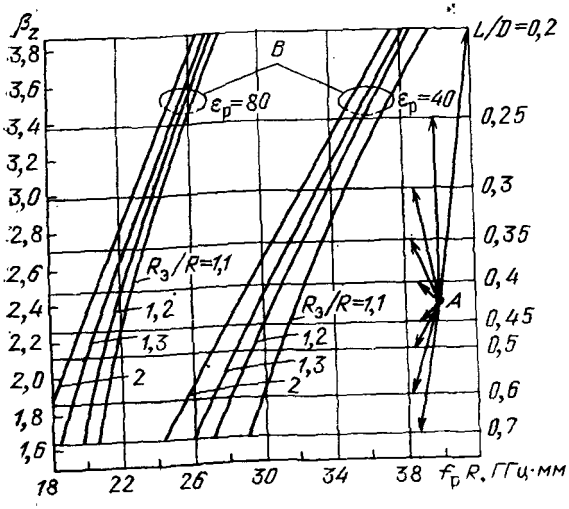


Рис. 6.7. Графические зависимости, описывающие ЦДР в круглом соосном экране

параметров $\varepsilon_р$, L/D и $R_э/R$. При этом для одного набора задаваемых значений этих параметров сначала находится точка пересечения двух линий семейств A и B, а затем соответствующее ей значение произведения резонансной частоты $f_р$ ЦДР на его радиус R. После этого вычисляется $f_р$ ЦДР, радиус которого известен по условию задачи.

Условия существования колебаний $H_{01\delta}$-типа рассматриваемой системы можно описать приведенными на рис. 6.8 зависимостями $f_р R\sqrt{\varepsilon_р}$ от L/D при $R_э/R$ в качестве параметра. Ход этих зависимостей слабо зависит от $\varepsilon_р$ (построенные для $\varepsilon_р=80$, они могут быть практически применены для значений $\varepsilon_р$, изменяющихся в широких пределах).

Рассчитаем размеры цилиндрического ДР в соосном экране на частоту $f_р=3$ ГГц из диэлектрика с $\varepsilon_р=40$, у торцевой поверхности которого расположена диэлектрическая подложка для крепления элемента возбуждения.

Для расчета воспользуемся зависимостями рис. 6.8. Задавшись отношением диаметров экрана и резонатора, например $t=1{,}3$, и отношением высоты ЦДР к его диаметру, например $L/D=0{,}3$, по соответствующей кривой (сплошная линия) найдем $f_р R\sqrt{\varepsilon_р}=205$ ГГц·мм. Отсюда радиус $R=10{,}8$ мм, или диаметр $D=21{,}6$ мм. Диаметр экрана $2R_э=t\cdot 2R=28{,}08$ мм. Толщина подложки ($\varepsilon_п=2{,}2$) равна 0,3 $R=3{,}24$ мм, поскольку графики рассчитаны для $l_5=0{,}3$ при $\varepsilon_5=2{,}2$. Заметим, что если необходимо рассчитать ЦДР, расположенный в бесконечном цилиндрическом экране, то можно воспользоваться штриховыми линиями на этом же рисунке.

Влияние поперечных металлических плоскостей (торцевых стенок экрана) на частоту ЦДР видно из этого же рисунка, где сплошные линии относятся к ЦДР в экране с торцевой стенкой на расстоянии 0,3 радиуса ЦДР от его поверхности, а штриховые — к ЦДР в экране с торцевыми стенками, удаленными на расстояние десяти радиусов ЦДР.

Из вышеперечисленных данных видно, что боковая поверхность металлического соосного с ЦДР экрана при его приближении к резонатору увеличивает частоту основного $H_{01\delta}$-типа колебаний до 30% по сравнению с частотой открытого ДР.

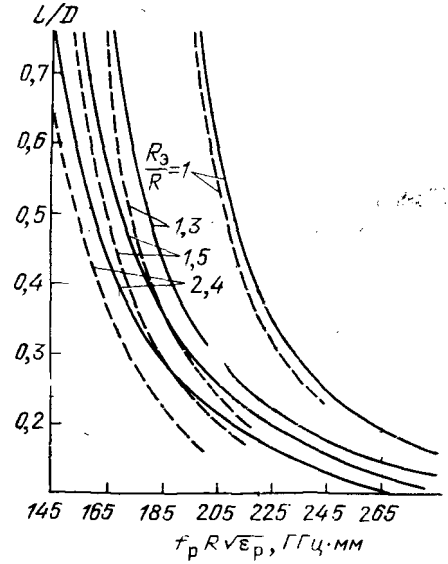


Рис. 6.8. Зависимости приведенной частоты от отношений размеров резонатора и экрана:

——— для $l_5=0{,}3$, $\varepsilon_5=2{,}2$; — — — для $l=10$, $\varepsilon_5=1$. Другие параметры системы: $l_3=l_4=0$, $\varepsilon_1=1$, $\varepsilon_{2C}=2{,}2$

Это изменение зависит также и от соотношения высоты и диаметра резонатора. При соотношении диаметров экрана и ЦДР больше двух влияние боковой поверхности на частоту резонатора пренебрежимо мало и его можно не учитывать при проектировании СВЧ-устройств такой конструкции. Заметим также, что влияние экрана на частоту ЦДР тем меньше, чем меньше диэлектрическая проницаемость материала втулки и подложек.

Собственная добротность Q_c рассматриваемой электродинамической системы определяется через запасенную в каждой i-й области энергию W_i (6.9), мощности диэлектрических потерь $P_{дi}$ (6.10) и мощности потерь в металлических поверхностях экрана $P_{мi}$ (6.11), прилегающих к соответствующей области, и может быть вычислена из общего выражения [104]

$$1/Q_c = \sum_i P_{мi}/(\omega \sum_i W_i) + \sum_i P_{дi}/(\omega \sum_i W_i).$$

Коэффициенты, пропорциональные энергиям и потерям мощности в частичных областях обобщенной модели при $l_4=0$ и $l_1 \to \infty$ имеют вид:

$$W_2 = -\varepsilon_0 \varepsilon_p (\omega_0 \mu_0)^2 \pi (\beta_2 \mathcal{J}_0(\beta_2))^{-2} \left[\mathcal{J}_0^2(\beta_2) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} \mathcal{J}_0(\beta_2) \mathcal{J}_1(\beta_2) \right] F_2(z);$$

$$W_{2C} = -\varepsilon_0 \varepsilon_{2C} \left(\frac{\omega_0 \mu_0}{\beta_{2C} N} \right)^2 2\pi \left[\frac{2}{\pi \beta_{2C}} - \frac{1}{2} \left(M^2 + N^2 + \frac{2}{\beta_{2C}} NM \right) \right] F_2(z);$$

$$W_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 \frac{\pi}{\beta_{z1}} \left[E_1 \frac{-\beta_{z1} l_1/2}{2} \mathcal{J}_0(\beta_1 t) \right]^2;$$

$$W_3 = \varepsilon_0 \varepsilon_3 \frac{\pi}{\beta_{z3}} \left[\frac{E_3 t \mathcal{J}_0(\beta_3 t)}{2} \right]^2 [(\exp(2\beta_{z3} l_3) - 1)(A_{3H}^2 + \exp(-2\beta_{z3} l_3)) +$$

$$+ 4A_{3H} l_3 \beta_{z3}];$$

$$W_5 = \varepsilon_0 \varepsilon_5 \frac{\pi}{\beta_{z5}} \left[\frac{E_5 t \mathcal{J}_0(\beta_5 t)}{2} \right]^2 \left(\frac{1}{2} \operatorname{sh}^2 \beta_{z5} l_5 - \beta_{z5} l_5 \right).$$

Здесь

$$F_3(z) = \left\{ \exp\left[2\beta_{z3} \left(l_3 + \frac{l_2}{2} \right) \right] - 1 \right\} \left\{ A_{3H}^2 + \exp\left[2\beta_{z3} \left(l_3 + \frac{l_2}{2} \right) \right] + \right.$$

$$\left. + 4A_{3H} \left(l_3 + \frac{l_2}{2} \right) 2\beta_{z3};$$

$$F_5(z) = \frac{1}{2} \operatorname{sh} 2\beta_{z5} l_2 - \beta_{z5} l_5.$$

На рис. 6.9 представлены рассчитанные [104] зависимости добротности ЦДР ($\varepsilon_p=80$, $\operatorname{tg}\delta_p=2\cdot10^{-4}$), помещенном в круглом металлическом экране, изготовленном из различных материалов (сплошные линии). При расчете полагалось l_1 и $l_3 \to \infty$, т. е. учитывалось только влияние цилиндрической поверхности на доброт-

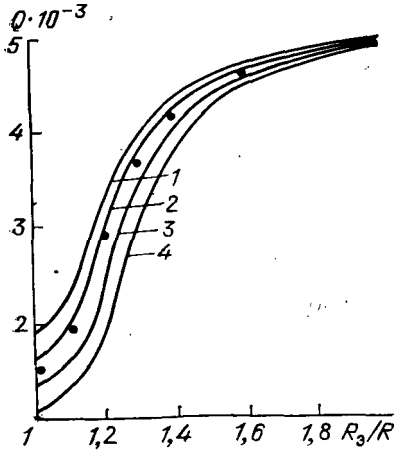


Рис. 6.9. Зависимости добротности от отношений размеров резонатора и экрана из различных материалов:

Параметры системы: $\varepsilon_р=80$, $\operatorname{tg}\delta_р=2\cdot10^{-4}$; $L=10$ мм; $R=14$ мм; *1* — серебро; *2* — алюминий; *3* — латунь (Cu 90%); *4* — латунь (Cu 60%)

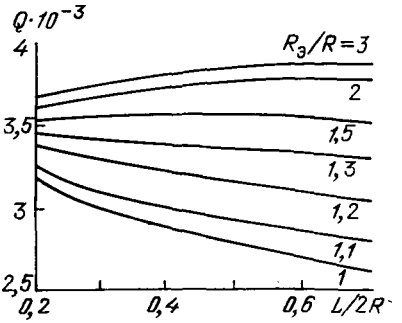


Рис. 6.10. Зависимости добротности от соотношений размеров резонатора и экрана. Параметры системы $\varepsilon'_р=80$, $\operatorname{tg}\delta_р=2{,}5\cdot10^{-4}$, $l_1=0{,}01$

ность резонатора. Здесь же точками показаны экспериментальные данные по добротности ЦДР ($D=28$, $L=10$ мм) в алюминиевом экране. Из графиков видно, что при $R_э/R>1{,}8$ добротность изменяется незначительно. При меньших значениях отношения $R_э/R$ влияние экрана на добротность ЦДР существенно.

На рис. 6.10 показана зависимость добротности ЦДР от изменения различных параметров, указанных на графике. Из рисунка видно, что добротность так же, как и частота, зависит не только от близости экрана к поверхности резонатора, но и от соотношения его высоты и диаметра.

Выбор размеров ЦДР и экрана можно провести с помощью табл. 6.4, которая устанавливает зависимость между величинами $f_рR$, t, Q_{0c}, $\operatorname{tg}\delta_р$, L/D. Собственная добротность ЦДР в соосном экране связана с величинами $Q_д=\Sigma P_{д\,i}/(\omega\Sigma W_i)$ и $Q_м=\Sigma P_{м\,i}/(\omega\Sigma W_i)$ соотношением

$$\frac{1}{Q_c}=\frac{1}{Q_д}+\frac{A_м}{Q'_м\sqrt{R}}, \qquad (6.18)$$

где коэффициент $A_м=3{,}68$ для экрана с серебряной поверхностью; 4,77 — алюминиевой; 3,82 — медной; 5,78 — латунной с 90% меди. Радиус R в (6.18) подставляется в сантиметрах. Таблица построена из решения уравнений (6.16) для основного $H_{01\delta}$-типа колебаний ($\varepsilon_р=80$, $\varepsilon_п=2{,}2$). Приведем пример вычисления параметров ДР с использованием табл. 6.4.

Таблица 6.4

t	$f_р \cdot R$, ГГц·мм	Нормированные параметры ЦДР				$f_р \cdot R$, ГГц·мм	Нормированные параметры ЦДР			
		$Q_д \operatorname{tg} \delta_р$	$Q'_м$ /100	L/D при $l_1=l_б=10$	L/D при $l_1=10$, $l_б=0,3$		$Q_д \operatorname{tg} \delta_р$	$Q'_м$ /100	L/D при $l_1=l_б=10$	L/D при $l_1=10$, $l_б=0,3$
1,3	18,79	—	—	—	—	19,55	1,004	745,1	0,518	0,576
1,4		1,005	970,6	0,546	0,609		1,006	1032	0,452	0,512
1,5		1,007	1290	0,490	0,557		1,008	1351	0,411	0,475
1,6		1,009	1635	0,452	0,524		1,009	1687	0,383	0,451
2,4		1,016	5031	0,319	0,424		1,016	5004	0,271	0,368
1,3	20,29	1,005	791,5	0,435	0,489	21,01	1,005	832,5	0,376	0,428
1,4		1,007	1083	0,386	0,443		1,007	1125	0,338	0,392
1,5		1,008	1398	0,355	0,415		1,009	1433	0,312	0,370
1,6		1,010	1721	0,332	0,354		1,011	1743	0,293	0,354
2,4		1,016	5000	0,235	0,292		1,016	5013	0,207	0,292
1,1	21,70	1,002	409,2	0,499	0,545	22,36	1,002	429,5	0,427	0,471
1,2		1,004	607,8	0,384	0,432		1,004	635,6	0,339	0,385
1,3		1,006	868,6	0,331	0,381		1,006	900,5	0,297	0,344
1,4		1,008	1160	0,300	0,352		1,018	1189	0,270	0,319
1,5		1,010	1459	0,279	0,333		1,010	1478	0,252	0,304
1,6		1,011	1757	0,263	0,319		1,012	1766	0,237	0,292
1,1	23,01	1,002	448,6	0,374	0,414	23,64	1,003	466,5	0,334	0,374
1,2		1,005	661,2	0,304	0,348		1,005	684,9	0,276	0,317
1,3		1,007	928,2	0,269	0,314		1,008	953,6	0,245	0,288
1,4		1,009	1212	0,246	0,293		1,010	1232	0,226	0,271
1,5		1,011	1493	0,230	0,279		1,012	1504	0,211	0,258
1,001	24,35	1,001	366,9	0,408	0,446	25,44	1,001	382,1	0,362	0,400
1,1		1,003	483,4	0,301	0,341		1,004	499,4	0,275	0,313
1,2		1,006	706,8	0,253	0,293		1,006	727,1	0,233	0,272
1,3		1,008	975,7	0,226	0,267		1,009	995,3	0,209	0,949

Заданы размеры резонатора из керамики ТБНС ($\varepsilon_р=80$, $\operatorname{tg}\delta_р=3\cdot10^{-4}$): $D=12$ мм, $L=3{,}6$ мм, помещенного в алюминиевый ($A_м=4{,}77$) экран диаметром $2R_в=16{,}8$ мм. Требуется определить частоту и собственную добротность колебательной системы. Находим отношения $L/D=0{,}3$ и $t=1{,}4$. По таблице для $t=1{,}4$ находим значение L/D, равное 0,3, $\operatorname{tg}\delta_р Q_д=1{,}008$ и $Q'_м/100=1160$. Затем по (6.18) вычисляем собственную добротность $Q_с=2580$.

Для нахождения частоты из первой колонки напротив соответствующей клетки ($t=1{,}4$; $L/D=0{,}3$) выписываем $f_р \cdot R=21{,}7$ и определяем частоту $f_р=3616$ МГц.

6.3. АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ЭКРАНИРОВАННОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

Рассмотрим свойства, присущие экранированному ДР АК при учете диссипативных потерь как в экране, так и в диэлектрике, причем первый источник потерь будем считать преобладающим по сравнению со вторым. Анализ результатов решения этой зада-

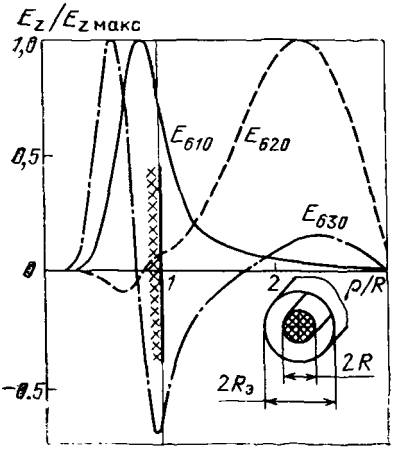


Рис. 6.11. Радиальные зависимости нормированной продольной электрической составляющей поля E_{6m0}-типа колебаний ЭДР и вид исследуемой конструкции колебательной системы

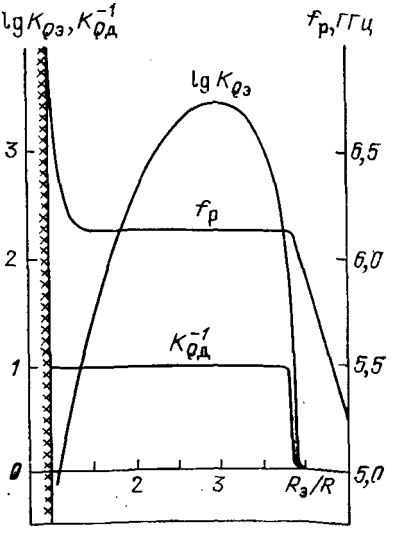


Рис. 6.12. Зависимости характеристик E_{610}-типа колебаний ЭДР от изменения размера $R_э$ экрана

чи * проведем на примере двумерного цилиндрического ЭДР с коаксиально расположенным цилиндрическим экраном (рис. 6.11). Отметим, что учет зависимости полей колебаний ДР АК от z может привести к таким свойствам экранированных ДР, которые не проявляются в рамках двумерной модели [223].

Решение задачи и численные расчеты представленных ниже характеристик ЭДР выполнены нами [106] на основе одного из вариантов обобщенного метода собственных колебаний, а именно: W-метода [107]. (Эти результаты можно получить также путем решения характеристического уравнения для резонансных частот при идеальной проводимости стенок резонатора и вычисления добротности по методу возмущений.) Суть этого метода заключается в том, что на поверхности вспомогательного тела, имеющего форму и размеры реального экрана, ставятся импедансные граничные условия, в которых частотно-зависимый импеданс $W_n(f)$ играет роль собственного значения. В отсутствие диэлектрических потерь W_n — действительная величина. Резонанс наступает на тех частотах $f_р$, при которых $W_n(f_р)$ совпадает с действительной частью физического импеданса экрана на той же частоте. Добротность колебательной системы при этом выражается через частную производную собственного импеданса по частоте в точке $f_р$.

* Результаты исследований, приведенные в § 6.3, 8.5, 9.6, получены с участием В. И. Калиничева.

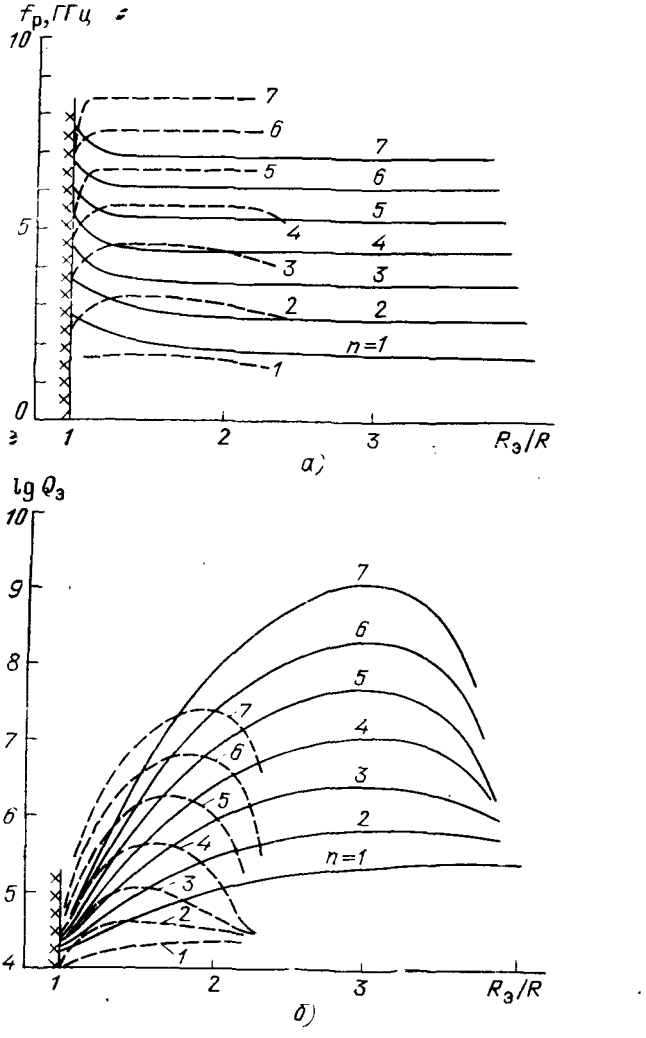


Рис. 6.13. Зависимости резонансных частот (*а*) и добротности (*б*) различных типов колебаний ЭДР от изменения размера $R_э$ экрана:
——— E_{n10}-типы колебаний; — — — H_{m0}-типы колебаний

Данным методом решены задачи о распределении полей, резонансных частотах и добротности рассматриваемой электродинамической системы применительно к ДР из монокристалла лейкосапфира $\varepsilon_{\parallel} = 11{,}5$, $\varepsilon_{\perp} = 9{,}4$ в медном экране [214]. Результаты расчетов даны на рис. 6.11 ... 6.13.

Наглядное представление о структуре поля, распределении энергии и специфике физических явлений в исследуемом ЭДР АК дают приведенные на рис. 6.11 зависимости нормированной со-

ставляющей поля E_z от радиальной координаты для основного ($m=1$) и первых двух высших радиальных АК ($m=2,3$) с азимутальным порядком $n=6$. Как видно из рисунка, поле колебаний E_{610}-типа вне диска монотонно спадает до нуля (строго говоря, почти до нуля, так как на экране выполняются условия Леонтовича). При этом составляющая добротности из-за конечной проводимости экрана равна $Q_э=2{,}2\cdot10^8$; резонансная частота этого колебания $f_р=6{,}1$ ГГц. Ближайший высший радиальный тип колебаний отстоит по частоте на $\Delta f=1{,}8$ ГГц, т. е. его $f_р=7{,}9$ ГГц; он имеет добротность $Q_э$ почти на четыре порядка меньше ($Q_э=8{,}2\cdot10^4$), поскольку, как видно из рисунка, поле его в большой степени сосредоточено вблизи экрана. Колебание E_{630}-типа имеет $f_р=8{,}6$ ГГц и в большей степени сконцентрировано в диске, поэтому его $Q_э=4{,}5\cdot10^6\gg Q_э(E_{620})$, но в то же время $Q_э(E_{630})\ll Q_э(E_{610})$ из-за малой радиационной добротности диска на третьем радиальном типе колебаний; в данном случае $Q_и(E_{610})\approx8100$, $Q_и(E_{630})\approx150$.

Суммарный декремент затухания ЭДР определяется потерями и в экране ($Q_м^{-1}$) и в диэлектрике ($Q_д^{-1}$):

$$Q_{ЭДР}^{-1}=Q_м^{-1}+Q_д^{-1}. \tag{6.19}$$

Составляющую добротности $Q_д$ удобно представить в виде:

$$Q_д=Q_{д0}K_{Qд}, \tag{6.20}$$

где $Q_{д0}=(\operatorname{tg}\delta)^{-1}$ (δ — угол потерь диэлектрика), а структурный коэффициент диэлектрических потерь $K_{Qд}$ определяется как отношение общего запаса энергии ДР к доле запасенной энергии внутри диэлектрика ($K_{Qд}>1$). В соответствии с определением (6.20) $K_{Qд}$ характеризует степень концентрации поля в диэлектрике (при полной концентрации $K_{Qд}=1$, а $Q_д=Q_{д0}$) и может быть вычислен через относительные приращения диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon=\Delta\varepsilon/\varepsilon$ и резонансной частоты $\delta f_р=\Delta f_р/f_р$ [201]:

$$K_{Qд}=\left(-2\frac{\delta f_р}{\delta\varepsilon}\right)^{-1}. \tag{6.21}$$

По аналогии можно ввести также структурный коэффициент потерь в экране $K_{Qэ}$, определив его соотношением

$$Q_э=Q_{э0}K_{Qэ}, \tag{6.22}$$

где $Q_{э0}$ — добротность полого экрана, а коэффициент $K_{Qэ}$ показывает, во сколько раз изменяется обусловленная потерями в экране добротность полого резонатора с неоднородным диэлектрическим заполнением по сравнению с добротностью незаполненного экрана (в отличие от $K_{Qд}$, $K_{Qэ}$ может быть как больше 1, так и меньше 1 в зависимости от соотношения размеров $R_э/R$).

Зависимости коэффициентов $K_{Qэ}$, $K_{Qд}$ и резонансной частоты $f_р$ от размера $R_э$ экрана рассмотрим на примере колебаний типа E_{610}. Эти зависимости при фиксированном радиусе ДР ($R=2$ см)

представлены на рис. 6.12. Их характер можно объяснить на основе представления ЭДР как системы двух связанных резонаторов: диэлектрического (высокодобротного) и кольцевого полого (низкодобротного), каждый из которых образован соответствующим отрезком радиальной линии передачи. Связь резонаторов обеспечивается просачиванием энергии из диска в воздушную полость и обратно. При малых значениях $R_э/R \approx 1$ свойства ЭДР близки к свойствам однородно заполненного экрана. При достаточно больших значениях $R_э/R$ ($R_э/R > 3{,}8$) частота и добротность почти не отличаются от соответствующих значений колебания незаполненного экрана. Последнее обусловлено тем, что, начиная с некоторого $R_э$, радиус внутренней каустики колебания превосходит радиус ДР, следовательно, наличие диэлектрического тела почти не сказывается ни на частоте, ни на добротности полого резонатора.

При определенном (оптимальном, $R_э/R = 3$) размере экрана большая часть энергии сконцентрирована внутри диэлектрического диска (резонанс в диэлектрической области), при этом добротность $Q_э$ и коэффициент $K_{Qэ}$ максимальны, величина $K_{Qд}$ близка к 1, а частота $f_р$ почти не изменяется при увеличении размера $R_э$ экрана (крутизна зависимости $f_р(R_э)$ составляет в данном случае всего лишь 0,034 МГц/мм). Резонансная частота ЭДР здесь практически совпадает с $f_р$ открытого ДР. Начиная с некоторого значения $R_э$, сказывается перераспределение основной доли запасенной энергии в кольцевую полость между диском и экраном (резонанс в воздушной области), при этом в зависимости $f_р(R_э)$ появляется линейный участок, а коэффициенты $K_{Qэ}$ и $K_{Qд}$ близки соответственно к 1 и нулю. В промежуточном режиме имеет место межтиповая связь диэлектрического (высокодобротного) и кольцевого полого (низкодобротного) резонаторов, проявляющаяся при сближении их частот.

Таким образом, концентрация поля и резонанс в диэлектрической области в ЭДР АК являются следствием явления высокодобротного резонанса в ОДР АК, поскольку и то, и другое определяется малой величиной просачивания через границу диэлектрика. Однако для реализации эффекта концентрации (диэлектрического) в ЭДР необходим еще определенный размер экрана. Интересно проследить, как степень проявления этого эффекта зависит от азимутального номера n. С этой целью на рис. 6.13 построены зависимости от $R_э/R$ частоты $f_р$ и добротности $Q_э$ E_{n10} и H_{n10}-типов колебаний ЭДР для разных значений n, начиная с $n = 0$. Сплошные линии соответствуют E_{n10}-колебаниям, штриховые — H_{n10}-колебаниям).

С приближением экрана к стержню частоты ортогональных типов колебаний изменяются по-разному: для E_{n10}-колебаний $f_р$ растет, для H_{n10}-колебаний уменьшается. С ростом n интервал значений $R_э/R$, на котором проявляются эти изменения, уменьшается. Кроме того, из графиков рис. 6.13,*б* следует, что с ростом n экстремум составляющей добротности $Q_э$ становится более яр-

ко выраженным как для E-, так и для H-колебаний. Именно в этом заключается особенность азимутальных колебаний (с индексом $l=0$) в экранированном ДР.

6.4. ПОДСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ЭКРАНИРОВАННЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Конструктивно-технологические погрешности изготовления диэлектрических резонаторов и элементов конструкций СВЧ-устройств приводят к заметному случайному разбросу резонансной частоты основного рабочего $H_{01\delta}$-типа колебаний. Компенсировать этот разброс можно различными способами: подгонкой геометрических размеров ДР для получения требуемой резонансной частоты; применением диэлектрических или металлических элементов, возмущающих электромагнитное поле ДР. В последнем случае можно использовать тонкие диэлектрические пластинки, устанавливаемые с помощью клея на торцевой поверхности резонатора, либо металлические или диэлектрические штыри (рис. 6.14,*а*, *б*), винты и диски, которые размещаются над торцевой поверхностью резонатора, закрепляются в верхней крышке прямоугольного металлического экрана и механически перемещаются соосно ДР.

Рассмотрим подробнее свойства колебательных систем с подстройкой частоты ЦДР, а также методики расчета их параметров. Сначала проведем исследование подстройки частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний с помощью металлического штыря (винта). В колебательных системах, нашедших широкое применение на практике, ЦДР обычно размещается на диэлектрической опоре либо диэлектрической подложке в полом металлическом волноводе (экране) прямоугольного поперечного сечения. Геометрические размеры волновода выбираются таким образом, чтобы резонансная

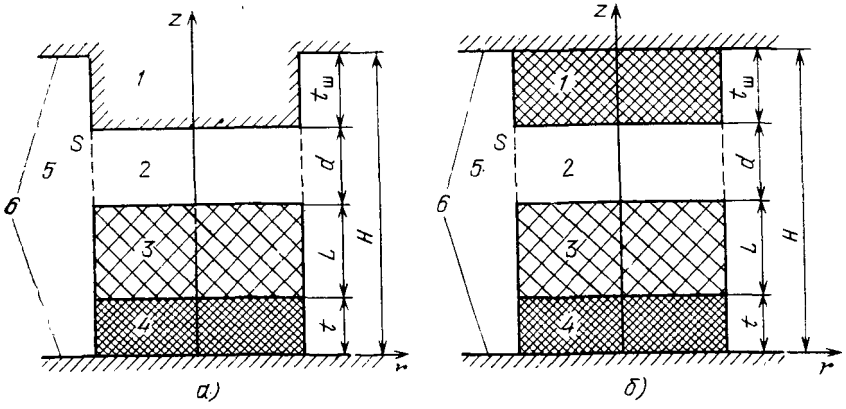


Рис. 6.14. Цилиндрический ДР в плоском волноводе с подстройкой частоты металлическим (*а*) и диэлектрическим (*б*) штырем:

1 — штырь; *2*, *5* — окружающая среда; *3* — ЦДР; *4* — диэлектрическая шайба; *6* — металлические стенки экрана

частота $H_{01\delta}$-типа колебаний ЭС во всей полосе перестройки была ниже частоты отсечки для основной волны соответствующей линии передачи.

Для расчета перестройки частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний ЭС рассматриваемых видов воспользуемся электродинамической моделью, представленной на рис. 6.14,*а*. Здесь ЦДР размещается на диэлектрической круглой опоре в радиальной линии, так как влияние боковых стенок металлического экрана на электродинамические характеристики ЭС при достаточной их удаленности от резонатора можно не учитывать. Если пренебречь влиянием части диэлектрической подложки, лежащей вне цилиндрической граничной поверхности S, совпадающей с боковой поверхностью ЦДР, то рассматриваемая модель ЭС может быть также использована для расчета перестройки частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний в случае размещения резонатора на диэлектрической подложке. Диэлектрические проницаемости ЦДР, опоры и окружающей среды полагаем равными $\varepsilon'_{р}\varepsilon_0$, $\varepsilon'_{п}\varepsilon_0$ и $\varepsilon'_{в}\varepsilon_0$, а их магнитные проницаемости — μ_0. Диаметры опоры, резонатора и штыря равны D.

Для решения задачи используем метод частичных областей. Разобьем все пространство с ЦДР, ограниченное плоскими металлическими экранами, на пять частичных областей (область *1* заполнена металлическим штырем). При определении электромагнитного поля и характеристического уравнения потерями в металле и диэлектрических средах пренебрегаем. В первом приближении поле во внутренних областях, ограниченных цилиндрической поверхностью S, определяем соотношениями, найденными в одноволновом приближении. Поле в области *5* представим в виде дискретного спектра парциальных цилиндрических волн, что можно интерпретировать как дифракцию заданного одноволнового поля в областях *2*, *3*, *4*.

При этих допущениях аналогично методике, изложенной в § 6.1 были найдены составляющие электромагнитного поля в частичных областях, а также характеристическое уравнение для $H_{01\delta}$-типа колебаний ЭС. Результаты расчета зависимостей резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний от расстояния между ЦДР и металлическим штырем для двух различных значений параметра H при $\eta=\text{const}$ представлены на рис. 6.15. Из графиков следует, что перестройка частоты ЭС характеризуется нелинейной зависимостью $f(d)$. При уменьшении d кривая (*1* или *2*) перестройки частоты штырем идет ниже, чем для случая перестройки металлической плоскостью (кривая *3*). Различие между ними при $d\approx$ $\approx 1{,}5$ мм составляет примерно 100 МГц. Расчетные зависимости при $H=6$ и $H=10$ мм и $d=0$ различаются незначительно (приблизительно на 10 МГц), а при $t_ш=0$ различие достигает почти 70 МГц. Крутизна перестройки составляет 0,2... 1 ГГц/мм для $d=$ $=0{,}5$... 1 мм и возрастает при уменьшении параметров η и d.

Сравнение теоретических (кривые *1*, *2*, *3*) и экспериментальных *4* данных показывает, что погрешность расчета находится в пределах 1... 2%, причем расчетные значения частоты выше экс-

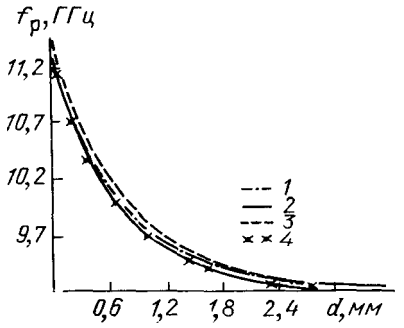


Рис. 6.15. Зависимости резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний ЭС от расстояния между ЦДР и металлическим штырем.

Параметры системы: D=6,94 мм; L=2,08 мм; $\varepsilon'_р$=36,4; t=1 мм; $\varepsilon'_п$=9,8 (*1* — при H=6 мм, *2* — при H=10 мм, *3* — перестройка частоты металлической плоскостью, *4* — эксперимент)

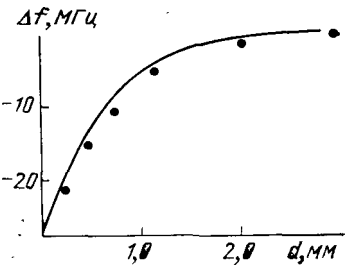


Рис. 6.16. Зависимость смещения резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний ЭС от расстояния между ЦДР и диэлектрическим штырем.

Параметры системы: D=6 мм, L=3 мм, $\varepsilon'_р$=36,4, t=1 мм; $\varepsilon'_п$=9,8, H=10 мм, $\varepsilon'_ш$=2,7; (——— расчет, · · · — эксперимент)

периментально измеренных. Диапазон механической перестройки возрастает при уменьшении параметра η и составляет 6...20% для значений $\eta \in [0{,}3;\ 0{,}7]$. Однако необходимо отметить, что на практике обычно ограничиваются диапазоном подстройки от десятых долей процента до нескольких процентов. Это обусловлено тем, что при перестройке частоты ДР металлическим элементом в рабочей полосе частот (или вблизи нее) имеет место возбуждение также колебаний типа $HE_{11\delta}$, что приводит к паразитным полосам пропускания (заграждения) в фильтрах или неустойчивому режиму генерации в активных устройствах. Наряду с этим при перестройке частоты для $d \to 0$ собственная добротность ЭС может уменьшиться на 10...50% по сравнению с ее собственной добротностью при $t_ш$=0, что может привести к существенному ухудшению параметров твердотельных устройств СВЧ, где используются колебательные системы такого вида.

Перейдем теперь к исследованию подстройки частоты ЭС диэлектрическим штырем. Для электродинамической модели колебательной системы с подстройкой частоты диэлектрическим штырем все пространство с ЦДР, ограниченное плоскими металлическими экранами, разбивается также на пять частичных областей (рис. 6.14,*б*). При допущениях, которые сделаны выше, было получено характеристическое уравнение, определяющее зависимости резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний от параметров ЭС. На рис. 6.16 представлены расчетная (сплошная линия) и экспериментальная (точки) зависимости смещения резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний $\Delta f = f - f_0$ (f_0 — резонансная частота ЭС без штыря) от расстояния между ЦДР и диэлектрическим штырем, изготовленным из полистирола ($\varepsilon'_ш$=2,7). Из них сле-

дует, что при возмущении электромагнитного поля ЦДР диэлектрическим штырем резонансная частота основного $H_{01\delta}$-типа колебаний ЭС уменьшается.

Численный анализ полученного характеристического уравнения показывает, что диапазон перестройки частоты возрастает при уменьшении параметра η, увеличении диэлектрической проницаемости штыря и составляет не более 2% для $\varepsilon'_{ш} \leqslant 10$. Крутизна перестройки зависит от расстояния между ЦДР и штырем и равна 10 ... 120 МГц/мм. Экспериментально установлено, что в отличие от перестройки частоты металлическим штырем (винтом) перестройка частоты диэлектрическим штырем (винтом) не приводит к ухудшению добротности колебательной системы во всем диапазоне изменения частоты для $\operatorname{tg}\delta_{в\,ш} \leqslant 4 \cdot 10^{-4}$ ($\operatorname{tg}\delta_{в\,р} = (2 ... 5) \cdot 10^{-4}$).

В заключение рассмотрим перестройку частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний ЦДР в полом прямоугольном волноводе стандартного сечения и в МПЛ с помощью диэлектрического диска, перемещаемого соосно резонатору диэлектрическим держателем. Анализ перестройки частоты и собственной добротности таких систем был проведен в одноволновом приближении [108]. Использование эффективной диэлектрической проницаемости ЦДР в рамках одноволновой модели позволило получить расчетные зависимости, которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

При экспериментальном исследовании перестройки частоты ЭС на основе волновода стандартного сечения 23×10 мм^2 резонатор размещался на пенопластовой вставке в геометрическом центре поперечного сечения волновода и ориентировался таким образом, что его ось была перпендикулярна узкой стенке волновода. В случае размещения ЦДР непосредственно на подложке экранированной МПЛ расстояние между верхним экраном и резонатором устанавливалось таким образом, что его изменение практически не сказывалось на величине резонансной частоты и собственной добротности системы. Диэлектрический диск перемещался как в волноводе, так и в МПЛ с помощью фторопластового стержня. Резонансная частота и собственная добротность ЭС измерялись при перестройке ее частоты по резонансной кривой коэффициента передачи отрезка соответствующей волноведущей линии с ЦДР. Погрешность измерения частоты электронным частотомером $\pm 0{,}005\%$, а добротности — $\pm 5\%$.

На рис. 6.17 представлены расчетные и экспериментальные зависимости смещения резонансной частоты $\Delta f(d) = [f_0 - f(d)]$ $H_{01\delta}$-типа колебаний ЭС при перестройке частоты диэлектрическими дисками в полом волноводе для различных значений параметра η, относительной диэлектрической проницаемости диэлектрического диска $\varepsilon'_{д}$ и его высоты l (f_0 — асимптота зависимости $f(d)$ при возрастании расстояния d между диском и резонатором). Как видно, диапазон перестройки Δf_m и крутизна перестройки для

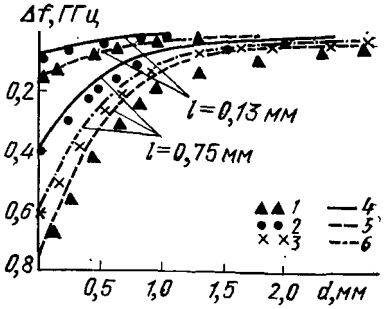


Рис. 6.17. Зависимости смещения резонансной частоты $H_{61\delta}$-типа колебаний от расстояния d между ЦДР и диэлектрическим диском в прямоугольном волноводе для различных значений высоты диска l:

сплошные и штриховые линии — расчет для $\varepsilon'_р=37$ и $\varepsilon'_д=37$; *1*, *2*, *3* — эксперимент; *4* — расчет для $\eta=0{,}607$; *5* — расчет для $\eta=0{,}355$; *6* — расчет для $\varepsilon'_д=50$, $\eta=0{,}607$ и $l=0{,}75$ мм

фиксированного значения d возрастает при уменьшении параметра η, увеличении диэлектрической проницаемости диска и его высоты, так как при этом возрастают интенсивность поля вне торцевой поверхности резонатора и степень его возмущения элементом перестройки. Для $d=0{,}5 \ldots 1$ мм крутизна перестройки частоты изменяется в области от 20 до 300 МГц/мм в зависимости от параметров резонатора и элемента перестройки. Диапазон перестройки частоты составляет 1 ... 10% и может быть расширен за счет увеличения диэлектрической проницаемости материала диска и его высоты. Однако необходимо учитывать, что при некоторых значениях $\varepsilon'_д$ и l в рабочей полосе частот может появиться дополнительный резонанс, обусловленный элементом перестройки.

Для ЦДР в экранированной МПЛ кривые перестройки частоты имеют аналогичный вид. Однако при равенстве геометрических размеров и диэлектрической проницаемости резонатора и диэлектрического диска в таких колебательных системах полоса и крутизна перестройки возрастают, что обусловлено эффектом «вытеснения» поля из резонатора при его возмущении нижней стенкой металлического экрана (увеличение Δf_m достигает 20%).

При использовании дисков, изготовленных из материалов с низкими значениями $\varepsilon'_д$ (фторопласт, полистирол, эбонит, поликор), диапазон перестройки частоты существенно уменьшается и составляет 0,2 ... 2,0%. При $d=0{,}5 \ldots 1$ мм и $l=1$ мм $\Delta f=8 \ldots 20$ МГц для $\varepsilon'_д=2{,}7$ и 50 ... 100 МГц для $\varepsilon'_д=10$ при $\eta=0{,}35 \ldots 0{,}6$. Следовательно, такие диэлектрические элементы могут быть использованы для подстройки частоты ЭС.

Следует отметить, что как для низких, так и для высоких значений $\varepsilon'_д$ величина смещения частоты Δf_m при увеличении l асимптотически стремится к своему предельному значению, зависящему от параметров η, $\varepsilon'_д$, $\varepsilon'_р$. При $l>l_{эф}$ ($l_{эф}$ — эффективная глубина проникновения поля в материал с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon'_д$) резонансная частота практически не изменяется. Наблюдаемое экспериментально некоторое увеличение Δf_m в этом случае обусловлено краевым эффектом, не учитываемым в рамках одноволновой модели.

Сравнение показывает, что экспериментальные зависимости $\Delta f(d)$ лежат ниже теоретических, причем различие возрастает по мере увеличения расстояния d и высоты диска l. Кривые достаточно хорошо согласуются между собой при $d \lesssim 0{,}5$ мм и малой высоте элемента перестройки ($l \ll L$) для $\eta = 0{,}4 \ldots 0{,}6$. Погрешность δ расчета величины Δf для параметров, приведенных на рис. 6.17, составляет 2 ... 3% для $l = 0{,}13 \ldots 0{,}7$ мм и возрастает до 5% при $l = 1{,}1$ мм. Для ЦДР в экранированной МПЛ значение $\delta(\Delta f)$ возрастает примерно в 1,5 раза.

Численный анализ зависимостей собственной добротности от параметров рассматриваемых колебательных систем с учетом всех видов потерь показывает, что при перестройке частоты основного $H_{01\delta}$-типа колебаний величина Q_c может увеличиваться или уменьшаться по сравнению с добротностью системы без элемента перестройки. На рис. 6.18 приведены расчетные графические зависимости нормированной добротности Q_c/Q_{c0} от расстояния между ЦДР и диэлектрическим диском в полом прямоугольном волноводе при различных значениях параметров η, l и $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д}$ (Q_{c0} — асимптота зависимости $Q_c(d)$ при увеличении расстояния между ЦДР и диском). Параметры резонаторов такие, как для рис. 6.17. Из графических зависимостей следует, что при малых потерях мощности в материале диска ($\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д} < 1 \cdot 10^{-4}$) уменьшение расстояния сопровождается увеличением собственной добротности ЭС по сравнению с ее асимптотическим значением Q_{c0}. Приращение $\Delta Q = Q_c - Q_{c0}$ при $d = \text{const}$ возрастает при увеличении параметров l, $\varepsilon'_д$ и уменьшении $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д}$. При $\varepsilon'_д \approx 10$ и $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д} = 1 \cdot 10^{-4}$ величина $\Delta Q_c/Q_{c0}$ составляет примерно 2%. Эффект увеличения добротности при $d \to 0$ обусловлен перераспределением

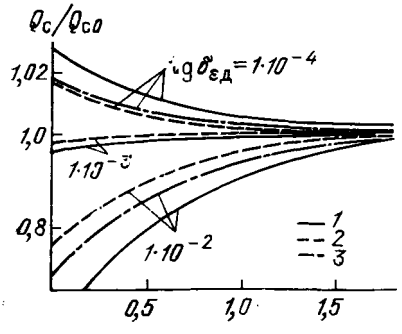


Рис. 6.18. Зависимости нормированной добротности от расстояния d между ЦДР и диэлектрическим диском при различных значениях $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д}$, η и l. Параметры резонаторов такие же, как и на рис. 6.17:

$l = 1$ мм; $\varepsilon'_д = 10$; $Q_0 = 2 \cdot 10^3$; 1 — $\eta_1 = 0{,}355$; 2 — $\eta_2 = 0{,}607$; 3 — $\eta = 0{,}355$ при $l = 0{,}5$

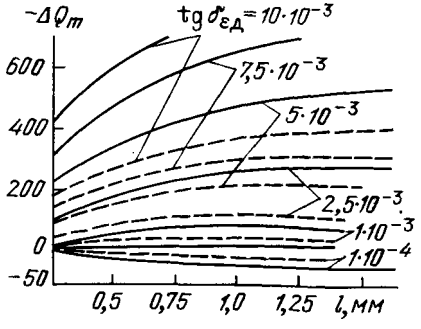


Рис. 6.19. Зависимости максимального изменения собственной добротности ΔQ_m ЦДР от толщины l диэлектрического диска подстройки частоты для различных параметров $\varepsilon'_д$ и $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д}$ при $\eta = \text{const}$:

($f_р = 9{,}45$ ГГц, $D = 6{,}05$ мм, $L = 2{,}15$ мм, $Q_0 = 2 \cdot 10^3$, $d = 0$). ——— — для $\varepsilon'_д = 10$, — — — — $\varepsilon'_д = 4$

запасенной энергии в колебательной системе, в частности, концентрацией ее в областях с малыми потерями (в диэлектрическом диске и воздушном зазоре между ЦДР и диском).

Расчетные зависимости величины $\Delta Q_m = Q_c(d) - Q_{c0}$ от l при $d=0$ для различных значений параметров диэлектрического диска $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д}$ и $\varepsilon'_д$ приведены на рис. 6.19. Как следует из рисунка, при $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д}=\text{const}$ величина $|\Delta Q_m|$ возрастает при увеличении $\varepsilon'_д$ и l, причем в зависимости от значения $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon д}$ и $\varepsilon'_д$ «насыщение» наступает при различных значениях l. По мере увеличения потерь в элементе перестройки добротность системы ухудшается. При увеличении параметра η кривые $\Delta Q_m(l)$ имеют аналогичный характер, однако изменения добротности несколько меньше. Аналогичный характер имеют расчетные зависимости добротности Q_c при перестройке частоты ЦДР в экранированной МПЛ. Экспериментальная проверка полученных зависимостей показывает, что при перестройке частоты диэлектрическими дисками, изготовленными из фторопласта, полистирола, поликора и керамики $BaTi_4O_9$, собственная добротность не ухудшается. В случае значений $\operatorname{tg}\delta_в \geqslant \geqslant 5\cdot 10^{-2}$, характерных для текстолита и ряда других материалов, добротность уменьшается при возрастании $\varepsilon'_д$, l и $\operatorname{tg}\delta_{вд}$. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Глава седьмая

ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Из описанных в первой главе разновидностей волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР) здесь рассмотрим подробнее полевые, частотные и энергетические характеристики нескольких конструкций ВДР с диэлектрическими элементами в запредельных и регулярных волноводах. На основе проведенных исследований и практического опыта работы с ВДР изложим рекомендации по их применению в устройствах СВЧ.

7.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАТОРОВ С ЗАПРЕДЕЛЬНЫМИ СВЯЗЯМИ

В качестве электродинамической модели ВДР, возбуждаемого полями нераспространяющихся волн (см. рис. 1.10,*а*), рассмотрим отрезок запредельного прямоугольного волновода сечением $a\times b$, длиной L (рис. 7.1). В этой модели ВДР положим, что волновод в торцевых сечениях $z=0$ и $z=L$ закорочен. Диэлектрический элемент имеет относительную проницаемость $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$, где ε_1 — проницаемость окружающей среды. Величина $\varepsilon_2=\varepsilon_р$ выбирается из требования обеспечить на участке ДЭ режим распространения волны, а величина ε_1 — из условия сохранения запредельного режи-

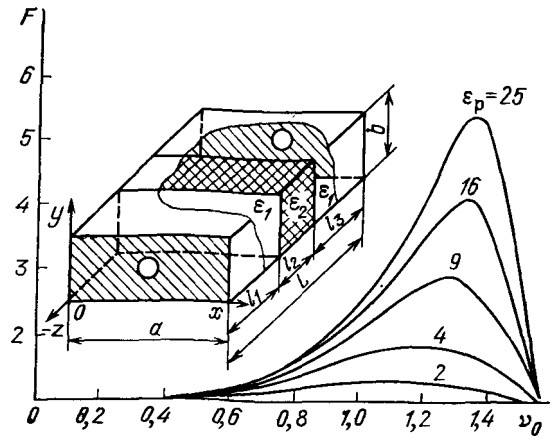


Рис. 7.1. Электрическая модель ВДР ЗВ и зависимости структурного параметра F от относительного размера $\nu_0 = \pi l/L$ диэлектрического элемента при его $\varepsilon_р$ $\varepsilon_р = \varepsilon_2$ в качестве параметра

ма в области, прилегающей к ДЭ. В общем случае ДЭ расположен несимметрично относительно торцевых поверхностей. Поскольку рассматривается изолированный ВДР, то влиянием отверстий связи в торцевых поверхностях можно пренебречь*. Это существенно упрощает анализ резонансных условий, так как позволяет теперь представить ВДР в виде короткозамкнутого отрезка прямоугольного волновода сечением $L \times b$ с частичным диэлектрическим заполнением. Электродинамические характеристики таких волноводов изучены в [109, 110]. Воспользуемся известным распределением полей частично заполненного прямоугольного волновода, в котором распространяются волны H_{n0} [110]. С учетом координатной системы рис. 7.1 имеем:

в области $0 < z < l_1$:

$$E_y = A \sin \beta_1 z;$$

$$H_x = j \frac{\beta_1 A}{\omega \mu_0} \cos \beta_1 z; \qquad (7.1)$$

$$H_z = -\frac{\beta_z A}{\omega \mu_0} \sin \beta_1 z,$$

в области $l_1 < z < l_1 + l_2$:

$$E_y = C \sin \beta_2 (z - l_1) + D \cos \beta_2 (z - l_1);$$

$$H_x = \frac{j \beta_2}{\omega \mu_0} [C \cos \beta_2 (z - l_1) - D \sin \beta_2 (z - l_1)]; \qquad (7.2)$$

$$H_z = -\frac{\beta_z}{\omega \mu_0} [C \sin \beta_2 (z - l_1) + D \cos \beta_2 (z - l_1)],$$

* Влияние диафрагмы как элемента связи рассматривается в гл. 8.

в области $l_1+l_2<z<L$:

$$E_y = B\sin\beta_1(L-z);$$
$$H_x = -\frac{j\beta_1 B}{\omega\mu_0}\cos\beta_1(L-z); \qquad (7.3)$$
$$H_z = -\frac{\beta_z B}{\omega\mu_0}\sin\beta_1(L-z),$$

где $\beta_1^* = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon_1\mu_0 - m^2}$; $\beta_2 = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon_p\mu_0 - m^2}$; $\beta_z = \frac{2\pi}{\lambda_д}$; $m = \frac{\lambda}{\lambda_д}$ — — коэффициент замедления волны; λ — длина волны в свободном пространстве; $\lambda_д$ — длина волны в частично заполненном волноводе; β_z — постоянная распространения; A, B, C, D — постоянные коэффициенты; $L=l_1+l_2+l_3$; ω — круговая частота; μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость вакуума.

Приравнивая касательные составляющие электрических и магнитных полей в сечениях $z=l_1$ и $z=l_1+l_2$, из (7.1—7.3) получим систему четырех однородных уравнений для неизвестных амплитудных коэффициентов A, B, C, D. Условием разрешимости такой системы является равенство нулю ее определителя, что приводит к следующему дисперсионному уравнению [212]:

$$\rho_1\rho_2\operatorname{ctg}\beta_2 l_2(\operatorname{tg}\beta_1 l_3+\operatorname{tg}\beta_1 l_1) - \rho^2{}_2\operatorname{tg}\beta_1 l_1\operatorname{tg}\beta_1 l_3+\rho^2{}_1=0, \qquad (7.4)$$

где $\rho_1=\beta_1/\mu_0$; $\rho_2=\beta_2/\mu_0$.

Для симметричного ВДР имеем $l_1=l_3=l$ и (7.4) упрощается:

$$\left(\rho_1 - \rho_2\operatorname{tg}\beta_1 l\cdot\operatorname{tg}\frac{\beta_2 l_2}{2}\right)\left(\rho_1+\rho_2\operatorname{tg}\beta_1 l\cdot\operatorname{ctg}\frac{\beta_2 l_2}{2}\right)=0. \qquad (7.5)$$

Из (7.5) получаем дисперсионные уравнения соответственно для нечетных и четных относительно сечения $z=L/2$ волн:

$$\rho_1\operatorname{ctg}\frac{\beta_2 l_2}{2} = \rho_2\operatorname{tg}\beta_1 l, \qquad (7.6)$$

$$\rho_1\operatorname{tg}\frac{\beta_2 l_2}{2} = -\rho_2\operatorname{tg}\beta_1 l. \qquad (7.7)$$

Решения этих уравнений дают дискретный спектр постоянных распространения частично заполненного волновода. Постоянным распространения β_{xn0} волн H_{n0} будут соответствовать резонансные частоты, которые находятся из условия:

$$\beta_{xn0}a = p\pi \quad (p=1,\ 2,\ldots). \qquad (7.8)$$

В табл. 7.1 приведены расчетные значения нормированного к резонансной длине волны размера a/λ_p основного нечетного типа колебаний ВДР при $p=1$ (квази-H_{101}). Расчеты выполнены для $\varepsilon_1=1$ и различных $\varepsilon_2=\varepsilon_p$. Проиллюстрируем на следующем конкретном примере поридок пользования данными таблицами. Необходимо рассчитать размер a, при котором выполнится условие

* В запредельном режиме параметр β_1 является чисто мнимой величиной, а тригонометрические функции заменяются гиперболическими.

Таблица 7.1

L/λ_p	Резонансный параметр a/λ_p ВДР при отношении l_2/L													
	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,70	0,90
							$\varepsilon_2=3,8$							
0,30											1,011	0,675	0,524	0,496
0,35								1,502	0,823	0,643	0,500	0,439	0,389	0,377
0,40						2,954	0,875	0,640	0,536	0,475	0,408	0,374	0,343	0,335
0,45				1,446	1,015	0,826	0,610	0,510	0,452	0,413	0,368	0,342	0,319	0,312
0,50	2,098	1,475	1,031	0,835	0,718	0,639	0,520	0,452	0,410	0,381	0,344	0,324	0,305	0,299
0,55	1,041	0,930	0,780	0,682	0,612	0,560	0,472	0,419	0,384	0,360	0,329	0,312	0,295	0,290
0,60	0,830	0,770	0,677	0,608	0,556	0,515	0,442	0,397	0,367	0,345	0,319	0,303	0,288	0,284
0,65	0,733	0,690	0,619	0,565	0,521	0,485	0,422	0,381	0,354	0,335	0,311	0,297	0,283	0,279
0,70	0,676	0,641	0,583	0,535	0,496	0,464	0,426	0,369	0,344	0,326	0,304	0,292	0,280	0,276
0,75	0,638	0,609	0,557	0,514	0,478	0,448	0,394	0,359	0,336	0,320	0,299	0,288	0,277	0,273
0,80	0,612	0,585	0,538	0,498	0,464	0,436	0,384	0,351	0,329	0,314	0,295	0,285	0,274	0,271
0,85	0,592	0,568	0,524	0,485	0,452	0,425	0,375	0,344	0,323	0,309	0,292	0,282	0,272	0,269
0,90	0,577	0,554	0,512	0,475	0,443	0,416	0,368	0,338	0,318	0,305	0,289	0,280	0,271	0,268
0,95	0,565	0,544	0,502	0,466	0,435	0,409	0,362	0,332	0,314	0,301	0,286	0,278	0,269	0,267
1,00	0,556	0,535	0,494	0,458	0,427	0,402	0,356	0,328	0,310	0,298	0,284	0,276	0,268	0,266
							$\varepsilon_2=6,6$							
0,20													1,428	0,856
0,25										0,923	0,480	0,386	0,324	0,311
0,30							0,910	0,652	0,474	0,397	0,325	0,292	0,263	0,256
0,35						1,176	0,557	0,423	0,360	0,322	0,281	0,259	0,240	0,234
0,40				1,216	0,762	0,600	0,431	0,351	0,316	0,290	0,259	0,243	0,227	0,223
0,45			1,000	0,697	0,564	0,485	0,378	0,324	0,292	0,271	0,246	0,233	0,220	0,216
0,50	1,474	1,029	0,712	0,570	0,487	0,431	0,318	0,304	0,277	0,259	0,238	0,226	0,215	0,211
0,55	0,930	0,779	0,607	0,509	0,445	0,399	0,328	0,289	0,266	0,250	0,231	0,221	0,211	0,208
0,60	0,770	0,676	0,552	0,472	0,417	0,377	0,314	0,278	0,257	0,243	0,227	0,218	0,209	0,206
0,65	0,690	0,619	0,516	0,447	0,397	0,360	0,302	0,270	0,250	0,238	0,223	0,215	0,207	0,204

Продолжение табл. 7.1

L/λ_p	Резонансный параметр a/λ_p ВДР при отношении l_2/L													
	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,70	0,90
0,70	0,641	0,582	0,492	0,428	0,381	0,347	0,292	0,262	0,245	0,233	0,220	0,212	0,205	0,203
0,75	0,609	0,556	0,474	0,413	0,369	0,336	0,284	0,256	0,240	0,229	0,217	0,210	0,204	0,202
0,80	0,585	0,537	0,459	0,401	0,358	0,326	0,277	0,251	0,236	0,226	0,215	0,209	0,203	0,201
0,85	0,568	0,523	0,447	0,390	0,348	0,318	0,271	0,247	0,232	0,223	0,213	0,207	0,202	0,200
0,90	0,554	0,511	0,437	0,381	0,340	0,310	0,265	0,242	0,229	0,221	0,211	0,206	0,201	0,199
0,95	0,543	0,501	0,428	0,373	0,332	0,303	0,261	0,239	0,227	0,219	0,210	0,205	0,201	0,199
1,00	0,534	0,493	0,421	0,365	0,325	0,297	0,256	0,236	0,224	0,217	0,209	0,204	0,200	0,199
							$\varepsilon_2=9,6$							
0,20											0,462	0,345	0,279	0,266
0,25								0,578	0,398	0,328	0,266	0,238	0,214	0,208
0,30						1,212	0,461	0,344	0,290	0,260	0,226	0,209	0,193	0,189
0,35				1,390	0,672	0,504	0,350	0,287	0,254	0,232	0,208	0,195	0,183	0,180
9,40			1,081	0,622	0,478	0,401	0,306	0,260	0,234	0,217	0,198	0,187	0,177	0,174
0,45		1,327	0,666	0,495	0,408	0,355	0,281	0,243	0,221	0,207	0,191	0,182	0,174	0,171
0,50	1,167	0,808	0,552	0,438	0,371	0,327	0,264	0,231	0,212	0,200	0,186	0,178	0,171	0,169
0,55	0,835	0,666	0,494	0,403	0,346	0,307	0,251	0,222	0,205	0,195	0,182	0,176	0,169	0,167
0,60	0,712	0,597	0,459	0,379	0,328	0,292	0,241	0,215	0,200	0,190	0,179	0,173	0,168	0,166
0,65	0,647	0,554	0,435	0,361	0,313	0,280	0,233	0,209	0,195	0,187	0,177	0,172	0,167	0,165
0,70	0,606	0,526	0,416	0,347	0,301	0,270	0,226	0,204	0,192	0,184	0,175	0,170	0,166	0,164
0,75	0,577	0,505	0,401	0,335	0,291	0,261	0,220	0,200	0,188	0,181	0,173	0,169	0,165	0,164
0,80	0,557	0,489	0,389	0,324	0,282	0,253	0,215	0,196	0,186	0,179	0,172	0,168	0,165	0,163
0,85	0,541	0,476	0,378	0,314	0,273	0,247	0,210	0,193	0,183	0,177	0,171	0,167	0,164	0,163
0,90	0,529	0,465	0,368	0,306	0,266	0,241	0,206	0,190	0,181	0,176	0,170	0,167	0,164	0,162
0,95	0,519	0,456	0,359	0,298	0,259	0,235	0,203	0,188	0,180	0,175	0,169	0,166	0,163	0,162
1,00	0,510	0,448	0,351	0,290	0,253	0,230	0,200	0,186	0,178	0,173	0,168	0,166	0,163	0,162

Окончание табл. 7.1

$\varepsilon_2=14$

L/λ_p	Резонансный параметр a/λ_p ВДР при отношении l_2/L														
	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,70		
0,15								0,983	0,411	0,311	0,239	0,590	0,325		
0,20								0,300	0,249	0,221	0,191	0,209	0,186		
0,25							0,426	0,296	0,211	0,193	0,173	0,162	0,162		
0,30						0,447	0,296	0,241	0,211	0,193	0,173	0,162	0,152		
0,35					0,643	0,340	0,254	0,215	0,193	0,179	0,164	0,155	0,147		
0,40					0,413	0,296	0,231	0,200	0,182	0,171	0,158	0,151	0,144		
0,45				0,567	0,346	0,271	0,216	0,189	0,174	0,164	0,153	0,148	0,142		
0,50			1,435	0,431	0,311	0,253	0,205	0,181	0,168	0,160	0,150	0,145	0,140		
0,55			0,625	0,375	0,288	0,239	0,196	0,175	0,163	0,156	0,148	0,144	0,139		
0,60		0,858	0,496	0,343	0,271	0,228	0,189	0,170	0,160	0,153	0,146	0,142	0,139		
0,65		0,652	0,437	0,303	0,258	0,219	0,183	0,166	0,157	0,151	0,145	0,141	0,138		
0,70		0,567	0,402	0,320	0,289	0,246	0,211	0,178	0,163	0,154	0,149	0,143	0,140	0,137	
0,75		0,488	0,359	0,277	0,237	0,228	0,204	0,174	0,160	0,152	0,147	0,142	0,140	0,137	
0,80		0,465	0,344	0,266	0,221	0,199	0,170	0,157	0,150	0,146	0,141	0,139	0,137		
0,85		0,448	0,331	0,257	0,214	0,193	0,167	0,155	0,149	0,145	0,141	0,138	0,136		
0,90		0,434	0,320	0,249	0,208	0,189	0,164	0,153	0,147	0,144	0,140	0,138	0,136		
0,95		0,422	0,310	0,241	0,203	0,185	0,162	0,152	0,146	0,143	0,139	0,138	0,136		
1,00		0,412	0,300	0,234	0,199	0,181	0,160	0,150	0,145	0,142	0,139	0,137	0,136		
	0,488	0,403	0,292	0,228											
	0,479	0,394	0,284												

резонанса на частоте $f_p=8$ ГГц, если его длина $L=2{,}25$ см, размер ДЭ $l_2=0{,}45$ см, относительная электрическая проницаемость слоя $\varepsilon_p=9{,}6$ (поликор), а проницаемость окружающей среды $\varepsilon_1=1$. Порядок расчета следующий:

1. Вычисляем нормированный размер диэлектрического слоя $l_2/L=0{,}45/2{,}25=0{,}2$.

2. Вычисляем нормированную длину резонатора:

$$\lambda_p=c/f_p=3{,}75 \text{ см}, \quad L/\lambda_p=2{,}25/3{,}75=0{,}6.$$

3. Из табл. 7.1 находим, что для значений параметров по п. 1, 2 величина $a/\lambda_p=0{,}215$; следовательно, искомый размер a ВДР равен $a=3{,}75\cdot 0{,}215=0{,}806$ см.

В предельном случае $L\gg l_2$ получаем условие $|j\beta_1 l|\gg 1$, следовательно, $|\operatorname{tg} j\beta_1 l|=\operatorname{th}\beta_1 l\approx 1$ и тогда (7.6, 7.7) переходят в известные уравнения [114]

$$\operatorname{tg}\frac{\beta_2 l_2}{2}=\frac{\rho_1}{\rho_2}; \tag{7.9}$$

$$\operatorname{ctg}\frac{\beta_2 l_2}{2}=-\frac{\rho_1}{\rho_2}. \tag{7.10}$$

Представляет интерес дать приближенную оценку резонансной частоты ВДР. С этой целью воспользуемся приближенными решениями уравнения (7.4), полученными в [111] с помощью метода обобщенных телеграфных уравнений Щелкунова. Для ВДР с симметричным заполнением имеем:

$$\beta_{xn0}\approx k_0^2\varepsilon_p-\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2+\frac{2k_0^2(\varepsilon_p-\varepsilon_1)}{n}\left(\frac{n\pi l}{L}-\frac{1}{2}\sin\frac{2n\pi l}{L}\right), \tag{7.11}$$

где $k_0=2\pi/\lambda_p$ — волновое число в свободном пространстве, $n=1, 2, \ldots$

С учетом (7.8) и (7.11) находим в явном виде приближенное выражение для резонансной длины волны ВДР с колебаниями типа квази-H_{n0p}

$$\lambda_p^{(n0p)}\approx\frac{2\left[\varepsilon_p+\dfrac{2(\varepsilon_p-\varepsilon_1)}{n\pi}\left(\dfrac{n\pi l}{L}-\dfrac{1}{2}\sin\dfrac{2n\pi l}{L}\right)\right]^{1/2}}{\left[\left(\dfrac{n}{L}\right)^2+\left(\dfrac{p}{a}\right)^2\right]^{1/2}}. \tag{7.12}$$

Уравнение (7.12) позволяет приближенно оценить распределение резонансных частот колебаний ВДР. Определим с его помощью отношение резонансных длин волн основного типа колебаний квази-H_{101} и высшего типа колебаний квази-H_{102}. Из (7.12) получаем:

где

$$\frac{\lambda_p^{(101)}}{\lambda_p^{(102)}}=RF, \tag{7.13}$$

$$R=\left[\left(\frac{2}{L}\right)^2+\left(\frac{1}{a}\right)^2\right]\left[\left(\frac{1}{L}\right)^2+\left(\frac{1}{a}\right)^2\right]^{-1}; \tag{7.14}$$

$$F=\frac{\varepsilon_p+2T\nu_0-T_0\sin 2\nu_0}{\varepsilon_p+2T\nu_0-0{,}5T_0\sin 4\nu_0}; \quad T_0=\frac{\varepsilon_p-\varepsilon_1}{\pi}, \quad \nu_0=\frac{\pi l}{L}. \tag{7.15}$$

Заметим, что функция $F(\varepsilon_1, \varepsilon_р, \nu_0)$ зависит только от проницаемостей сред, заполняющих ВДР, и относительного размера слоя с проницаемостью $\varepsilon_р$. Поэтому $F(\varepsilon_1, \varepsilon_р, \nu_0)$ можно рассматривать как некоторый структурный параметр. Его зависимость от ν_0 приведена на рис. 7.1 для различных значений $\varepsilon_р$ при $\varepsilon_1=1$. В области $1{,}2<\nu_0<1{,}35$ наблюдаются максимумы $F(\varepsilon_1, \varepsilon_р, \nu_0)$, которые возрастают с увеличением $\varepsilon_р$. Такое поведение структурного параметра отражает особенности распределения полей нечетной (H_{10}) и четной (H_{20}) волн частично заполненного прямоугольного волновода [112]. В случае ВДР эта особенность позволяет получить дополнительное разрежение спектра нечетных и четных колебаний при соответствующем выборе степени заполнения.

В качестве примера дадим оценку параметра $\lambda_р^{(101)}/\lambda_р^{(102)}$ для рассмотренного выше случая. Имеем: $\nu_0=\pi l/4=\pi(0{,}5-l/2L)=$ $=1{,}26$; $F=3{,}09$; $R=1{,}34$. Следовательно, искомая величина $\lambda_р^{(101)}/\lambda_р^{(102)}=2{,}03$.

В ряде конструкций СВЧ фильтров используются ВДР ЗВ, у которых ДЭ имеет форму цилиндра. Анализ резонансных явлений в таких ВДР выполнен в [202].

Важнейшей энергетической характеристикой ВДР является его собственная добротность, определяемая согласно (1.6) при учете только мощности потерь, обусловленной рассеянием электромагнитной энергии в резонаторе. Эта мощность в случае ВДР ЗВ включает в себя потери в ДЭ $P_д$, и потери в металлических стенках волновода, которые в свою очередь, можно представить как сумму потерь в стенках запредельного волновода без диэлектрика $P_з$ и потерь в металлических стенках волновода на участке с диэлектрическим слоем $P_м$. Накопленная в резонаторе энергия в общем случае включает в себя магнитную $W_м$ и электрическую $W_э$ энергии, которые на резонансной частоте ВДР равны друг другу

$$W=\frac{1}{2}\int_V \varepsilon_а |E|^2\,dV=\frac{1}{2}\int_V \mu_а |H|^2\,dV, \qquad (7.16)$$

где E и H — электрическая и магнитная составляющие полей ВДР; $\varepsilon_а$, $\mu_а$ — абсолютные электрическая и магнитная проницаемости сред в объемах, где распределены поля E и H ВДР.

Учет в (1.6) каждого из вида потерь $P_д$, $P_з$ и $P_м$ в отдельности приводит к понятиям соответствующих частичных добротностей $Q_д$, $Q_з$ и $Q_м$, причем собственная добротность ВДР в целом равна $Q_0^{-1}=Q_д^{-1}+Q_з^{-1}+Q_м^{-1}$.

В тех случаях, когда разработчику необходимо быстро произвести оценку для выбора типа ВДР ЗВ, его целесообразно представить как отрезок запредельного волновода с ДЭ и идеальными (неизлучающими) магнитными стенками на входе и выходе. Такое представление позволяет выделить в ВДР ЗВ две части: отрезок запредельного волновода и отрезок волновода, заполненного диэлектриком, и оценить соответствующие частичные добротности $Q_з$ и $\frac{1}{Q_в}=\frac{1}{Q_д}+\frac{1}{Q_м}$. Полагая поле в прямоугольном запре-

дельном волноводе, возбуждаемом волной типа H_{10}, затухающим, нетрудно получить выражение для частичной добротности $Q_з^{H_{10}}$ [208]:

$$Q_з^{H_{10}} = \frac{\omega\mu_0}{2R_s} ab \frac{1 - 0{,}5\,(f/f_{кр})^2}{a\,[1 - 0{,}5\,(f/f_{кр})^2] + b}, \qquad (7.17)$$

где a и b — размеры волновода; R_S — поверхностное сопротивление стенок.

Аналогично для добротности круглого запредельного волновода, возбуждаемого волной H_{11} [209],

$$Q_з^{H_{11}} = \frac{\omega\mu_0}{2R_s} R \left\{ \frac{0{,}404 + 0{,}405\,[1 - (f/f_{кр})^2]}{1{,}144 + 0{,}338\,[1 - (f/f_{кр})^2]} \right\}, \qquad (7.18)$$

где R — радиус волновода.

Заметим, что частичные добротности отрезков запредельных волноводов на определенной частоте имеют максимум.

В целях сравнительного анализа запишем (7.17) и (7.18) в виде:

$$Q_з^{H_{10}} = \frac{c}{\sqrt{f}} 2\pi\sqrt{\sigma \cdot 10^{-7}} \frac{a}{\lambda} \cdot \frac{b}{\lambda} \cdot \frac{1 - 2\,(a/\lambda)^2}{\frac{a}{\lambda}\,[1 - 2\,(a/\lambda)^2] + \frac{b}{\lambda}};$$

$$Q_з^{H_{11}} = \frac{c}{\sqrt{f}} 2\pi\sqrt{\sigma \cdot 10^{-7}}\, 2\,\frac{R}{\lambda} \left\{ \frac{0{,}404 + 0{,}405\,[1 - 11{,}6\,(R/\lambda)^2}{1{,}144 + 0{,}333\,[1 - 11{,}6\,(R/\lambda)^2} \right\},$$

где c — скорость света; σ — проводимость стенок волновода.

Расчеты, проведенные для медных волноводов, показывают, что для $b/a = 0{,}5$ максимум $Q_з^{H_{10}}$ наблюдается при $a/\lambda = 0{,}425$, для $b = a$ при $a/\lambda = b/\lambda = 0{,}386$ и максимум $Q_з^{H_{11}}$ наблюдается в круглом волноводе при $R/\lambda = 0{,}221$ [197]. Отметим, что поперечные сечения запредельных волноводов на каждой частоте выбраны такими, при которых выполняются условия максимума добротности.

Частичная добротность $Q_д$ зависит от параметров диэлектрического материала, равна $Q_д = 1/\mathrm{tg}\,\delta$ и может служить оценочным критерием при решении вопроса о применимости диэлектрического материала в ВДР. Частичная добротность, обусловленная потерями в металлических стенках $Q_м$, зависит не только от частоты и параметров диэлектрика, но и от поперечного сечения волновода. Так, для прямоугольного волновода на основной волне [197]

$$Q_м^{H_{10}} = \frac{\omega\mu_0}{2R_S} \frac{b\,\varepsilon_p}{[\varepsilon_p + (2b/a)\,(f/f_{кр})^2]},$$

а для круглого волновода на волне H_{11}

$$Q_м^{H_{11}} = \frac{\omega\mu_0}{2R_S} \frac{R\,\varepsilon_p}{[0{,}418\,\varepsilon_p + (f/f_{кр})^2]}.$$

Экспериментальная проверка расчетных соотношений частичных добротностей проводилась для следующих данных: рабочая частота 10 ГГц; сечение запредельного волновода $11 \times 5{,}5$ мм^2; стенки волновода сделаны из латуни с проводимостью $\sigma = 1{,}57 \cdot 10^7$

Таблица 7.2

Вид добротности	$Q_э$	$Q_м$	$Q_д$	Q_0
Числовые значения	2583	3810	10 000	1334

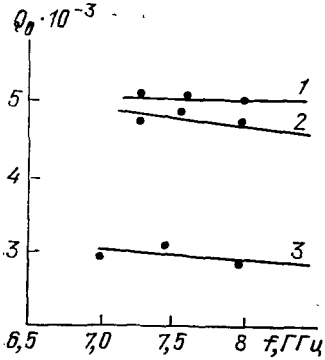


Рис. 7.2. Зависимости собственной добротности ВДР от частоты:

1 — круглый волновод; *2* — квадратный волновод; *3* — прямоугольный волновод с соотношением сторон 0,5

См/м, ДЭ изготовлен из плавленого кварца с $\varepsilon_р = 3{,}8$, $\operatorname{tg}\delta = 1 \cdot 10^{-4}$.

В табл. 7.2 даны расчетные значения частичных добротностей. Расхождение экспериментальных данных с расчетными не превышает 10%.

Представляет интерес выявление зависимости Q_0 от формы поперечного сечения волновода и частоты, для чего были исследованы ВДР ЗВ на прямоугольном, квадратном и круглом волноводах с сечениями, обеспечивающими равенство длин волн в них. В качестве ДЭ использовался плавленый кварц, стенки волноводов были из латуни марки Л-96. Размеры ВДР ЗВ: прямоугольного 16×8 мм, длина 52 мм; квадратного 14,5×14,5 мм, длина 46,4 мм; круглого — диаметр 16,6, длина 45,8 мм. Резонансные частоты ВДР ЗВ изменялись за счет ДЭ разной длины, устанавливаемых в ЗВ. На рис. 7.2 показаны частотные зависимости добротности, где наряду со сплошными расчетными линиями точками отмечены результаты эксперимента [197].

7.2. ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ СТРУКТУРЫ В ВОЛНОВОДАХ

Наиболее простой структурой ВДР РВ является конструкция на основе прямоугольного волновода с одним диэлектрическим элементом (рис. 1.9,*а*). На участке волновода с диэлектриком здесь могут существовать как основной, так и высшие типы волн [5]. При этом, как уже отмечалось выше, различают резонансы двух типов: полуволновый на основном типе волны и на высших типах волн, для которых регулярный волновод является запредельным. Электродинамический анализ волноводно-диэлектрических резонансных явлений в таких структурах позволил получить [113] соотношения, определяющие резонансные частоты *H*- и *E*-видов колебаний ВДР. В случае *H*-колебаний ВДР эти соотношения сов-

падают с (7.9) и (7.10). Для четных и нечетных E-видов колебаний они соответственно равны

$$\operatorname{tg}\frac{\Gamma l_2}{2}=\varepsilon_p\frac{\gamma}{\Gamma},\quad \operatorname{ctg}\frac{\Gamma l_2}{2}=-\varepsilon_p\frac{\gamma}{\Gamma},$$

где $\Gamma=\sqrt{\varepsilon_p k^2_0-\beta^2_{кр}}$; $\gamma=\sqrt{\beta^2_{кр}-k^2_0}$; l_2 — толщина ДЭ вдоль волновода; ε_p — относительная диэлектрическая проницаемость ДЭ; λ_p — длина волны в свободном пространстве, соответствующая резонансной частоте ВДР; $\beta_{кр}$ — критическое значение поперечного волнового числа регулярного волновода.

Поле вне диэлектрического слоя затухает по экспоненциальному закону, так как волновод является для него запредельным. Низшим колебанием запредельного типа является колебание $H_{20\delta}$, которое получило наиболее широкое применение для построения фильтров и для измерения параметров диэлектриков. Зависимости резонансной длины волны ВДР, нормированной к размеру a широкой стенки волновода, от ε_p ДЭ при его толщине l_2 в качестве параметра для четных H-колебаний ВДР приведены на рис. 7.3 [114]. Пользуясь этими графиками, можно вычислить параметры ДЭ по заданной резонансной частоте ВДР.

Собственная добротность рассматриваемого ВДР рассчитывается согласно (1.6) с учетом потерь в диэлектрике и в стенках волновода. При этом можно воспользоваться соотношениями, полученными в [114] для прямоугольного волновода с ДЭ. Аналогичные соотношения для добротности аксиально-симметричных колебаний $E_{01\delta}$ в цилиндрическом волноводе получены в работе [115].

Существенной особенностью рассматриваемых ВДР РВ является специфика возбуждения резонансных волноводно-диэлектрических колебаний. Эта специфика обусловлена тем, что связь резонансных колебаний высших порядков с регулярным волноводом максимальна при близости резонансной частоты возбуждаемого колебания и частоты полуволнового резонанса по основному квази-$H_{10\delta}$-типу. Важно также взаимное сходство структур электромагнитных полей возбуждаемого колебания и распространяющейся волны H_{10}. Кроме указанных в первой главе способов возбуждения $H_{20\delta}$-колебаний путем асимметричного расположения диэлектрического вкладыша в волноводе или его некоординатного расположения на практике используется возбуждение волноводно-диэлектрических резонансов сложными границами раздела диэлектрических сред типа «ступенька» и «скос» [116, 117]. Имеющиеся методы синтеза и анализа частотно-избирательных устройств на ос-

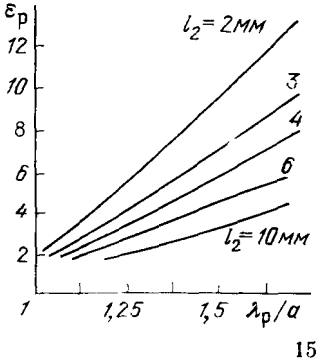


Рис. 7.3. Зависимости резонансной длины волны ВДР, нормированной к широкой стенке волновода, от диэлектрической проницаемости ДЭ

нове волноводно-диэлектрических структур в регулярных волноводах позволяют рассчитывать устройства также с использованием ВДР, в которых диэлектрические элементы выполняют роль диэлектрических диафрагм и диэлектрических четвертьволновых отражателей [118, 119].

В последнее время внимание специалистов привлекают ВДР на основе прямоугольного волновода с ДЭ цилиндрической формы, ось которого перпендикулярна широким стенкам волновода [203—206]. В таких ВДР легко возбудить колебания типа $E_{01\delta}$, которые перспективны для реализации узкополосных фильтров [207].

7.3. СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Проведенные исследования показывают, что электрические параметры ВДР в основном определяются его геометрией, проницаемостью и потерями в ДЭ. Выбор оптимальных проницаемостей и размеров в общем случае затрудняется из-за необходимости одновременного учета различных, иногда противоречивых, требований. Однако накопленный в настоящее время опыт использования ВДР в конкретных СВЧ устройствах позволяет сформулировать некоторые общие рекомендации по применению различных конструкций ВДР.

Собственная добротность ВДР, как правило, растет с увеличением его объема. Поэтому у ВДР РВ при тех же диэлектрических материалах она выше, чем у ВДР ЗВ. Последние имеют наибольшую собственную добротность при квадратной или круглой форме поперечного сечения запредельного волновода.

В сантиметровом диапазоне для диэлектрического материала с малыми потерями ($\operatorname{tg}\delta \approx 10^{-4}$) при полосе пропускания ВДР ЗВ, меньшей 1%, определяющую роль в снижении собственной добротности играет отрезок запредельного волновода, в то время как при полосе пропускания 2% и более эту роль выполняет отрезок волновода с заполнением. В случае узкополосных ВДР (полоса пропускания 1% и менее) максимум добротности соответствует максимуму добротности запредельного волновода, которая наибольшая у круглого запредельного волновода на волне типа H_{01}, затем у круглого запредельного волновода на волне типа H_{11} и у квадратного [197]. В случае широкополосных ВДР (полоса пропускания более 2%) максимум добротности соответствует максимуму добротности ЗВ с заполнением. Однако применение круглых волноводов создает проблему поляризационной устойчивости, что в ряде случаев ограничивает их использование. Для повышения добротности можно конструировать ВДР с частичным заполнением, которые, однако, требуют дополнительных элементов крепления ДЭ.

По разреженности спектра ВДР ЗВ имеют преимущества перед ВДР РВ, поскольку отрезки запредельных волноводов способ-

ствуют подавлению колебаний высших порядков. По этой же причине ВДР ЗВ имеют потенциально более широкий диапазон перестройки частоты при изменении местоположения ДЭ или за счет введения дополнительных регулировочных элементов. В случае ВДР ЗВ с плоским ДЭ при увеличении его $\varepsilon_р$ разряжение спектра увеличивается.

Диапазон рабочих частот ВДР также зависит от геометрических размеров и проницаемости ДЭ. В миллиметровом диапазоне можно рекомендовать ВДР РВ, а в сантиметровом диапазоне — ВДР ЗВ. При этом с повышением частоты следует применять ДЭ с меньшей относительной проницаемостью.

Габаритные размеры и масса резонатора определяются в основном сечением волновода как в случае ВДР РВ, так и в случае ВДР ЗВ. Для уменьшения поперечного сечения при сохранении заданной резонансной частоты необходимо использовать ДЭ с повышенной проницаемостью. Однако здесь следует иметь в виду, что при уменьшении поперечного сечения ВДР снижается собственная добротность.

Устойчивость параметров ВДР при различных внешних воздействиях во многом определяется конструктивно-технологическими факторами. Так, при необходимости работы в условиях повышенного уровня СВЧ мощности следует принять дополнительные меры по улучшению теплоотвода и устранению факторов, способствующих электрическому пробою. Здесь можно рекомендовать как ВДР РВ, так и ВДР ЗВ с частичным заполнением и расположением ДЭ на металлических поверхностях. В этом случае можно обеспечить работу резонатора на повышенных уровнях мощности СВЧ.

Изменение температурного режима резонатора как за счет воздействия повышенного уровня СВЧ мощности, так и за счет изменения окружающей температуры приводит к уходу резонансной частоты. Последнее зависит от характеристик материала ДЭ и конструкции ВДР. Сравнительно небольшие температурные уходы частоты ВДР можно получить при использовании плавленого кварца. По данным [120] в интервале температур $-50 \ldots +70°$ С уход частоты составляет 3 ... 5 МГц на резонансной частоте 10 ГГц. Для ДЭ, выполненного из поликора, эта величина в 5 ... 7 раз выше. Для улучшения температурной стабильности частоты можно использовать материалы с противоположными знаками $ТК\varepsilon_р$, т. е. применить составной ДЭ, аналогично тому, как это делается в ДР [12]. В случае ВДР РВ для улучшения термостабильности используют идею термокомпенсации за счет введения контролируемых зазоров между диэлектриком и металлом [121]. Однако такая мера ухудшает условия работы при повышенных уровнях СВЧ мощности и снижает вибростойкость резонатора. При повышенных требованиях к вибростойкости следует отдать предпочтение конструкциям ВДР с полным заполнением поперечного сечения волновода ДЭ. При этом, как правило, проще обеспечить жесткое крепление ДЭ в ВДР.

Глава восьмая

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЯВЛЕНИЙ В ЦЕПЯХ СВЧ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

В реальных конструкциях устройств используются вынужденные колебания ДР. При этом электродинамические структуры, содержащие цепи СВЧ и ДР, обладают свойствами, обусловленными физическими явлениями непосредственно в ДР, и особенностями, которые вызваны влиянием цепей СВЧ на колебания в ДР. Наблюдаемые явления излучения, поглощения энергии, сдвига и расщепления резонансных частот ДР, асимметрии амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) структур и направленной передачи энергии зависят от параметров ДР, используемых цепей СВЧ и их взаимного расположения. Знание закономерностей этих явлений необходимо для обоснования оптимальности принципов построения устройств с ДР. Теоретическому и экспериментальному исследованию этих явлений в цепях СВЧ с одним ДР посвящена данная глава.

8.1. ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ СВЯЗЬ РЕЗОНАТОРА С ЛИНИЕЙ ПЕРЕДАЧИ

Важнейшей энергетической характеристикой собственных колебаний ДР является его собственная добротность Q_0, определяемая (1.6) с учетом только тепловых потерь мощности $P_т$, количественно отражающих необратимые преобразования энергии электромагнитного поля в энергию колебаний кристаллической решетки материала, что приводит к нагреву резонатора. В режиме вынужденных колебаний резонатора неизбежно появляются дополнительные потери энергии колебательной системы, которые обусловлены переизлучением энергии резонатора в цепь СВЧ, подключенную к источнику и нагрузке. Энергетической характеристикой, учитывающей эти потери, принято считать внешнюю добротность $Q_{вн}$, определяемую также согласно (1.6), однако при учете только мощности излучения $P_{изл}$ резонатора. Если излучение происходит в свободное пространство, то адекватным $Q_{вн}$ является понятие радиационной добротности $Q_{изл}$. Наряду с параметрами Q_0, $Q_{вн}$, $P_т$, $P_{изл}$ целесообразно использовать также понятие коэффициента связи, определяемого из энергетических представлений в виде

$$K = Q_0/Q_{вн} = P_{нзл}/P_т. \qquad (8.1)$$

В [3] показано, что через этот обобщенный параметр связи резонатора с цепью СВЧ простым и наглядным образом могут быть представлены важнейшие закономерности отражения, передачи и поглощения энергии в линиях передачи с диэлектрическим или ферритовым резонатором. Эти закономерности могут быть найдены различными методами: энергетическими [3, 122], полевыми [6, 123,

124], интегральных уравнений [82, 83, 100]. Например, при использовании энергетического метода применительно к электродинамической системе на основе отрезка согласованной линии передачи с резонатором исходное уравнение имеет вид

$$P_{\text{пад}}=P_{\text{отр}}+P_{\text{прош}}+P_{\text{т}}, \qquad (8.2)$$

где $P_{\text{пад}}$ — мощность, переносимая волной $h_{\text{пад}}$, падающей на резонатор со стороны генератора; $P_{\text{отр}}$ — мощность, переносимая волной $h_{\text{отр}}$, отраженной в сторону к генератору; $P_{\text{прош}}$ — мощность, переносимая волной $h_{\text{прош}}$, прошедшей в сторону к согласованной нагрузке линии передачи с резонатором; $P_{\text{т}}$ — мощность, поглощенная резонатором. Эти мощности могут быть представлены через коэффициенты отражения Γ, прохождения T и поглощения $\varkappa$ таким образом: $P_{\text{отр}}=P_{\text{пад}}\Gamma\Gamma^*$; $P_{\text{прош}}=P_{\text{пад}}TT^*$, $P_{\text{т}}=P_{\text{пад}}\varkappa$, где Γ^* и T^* — комплексно-сопряженные значения коэффициентов Γ и T, которые в полевом представлении равны $\Gamma=h_{\text{отр}}/h_{\text{пад}}$, $T=h_{\text{прош}}/h_{\text{пад}}$.

С учетом только одноволнового режима рассматриваемой согласованной линии передачи для резонансной частоты любого типа колебаний резонатора при его сосредоточенной связи с линией передачи ранее [3, 125] было найдено, что значения коэффициентов отражения $\Gamma_{\text{р}}$, прохождения $T_{\text{р}}$ и поглощения $\varkappa_{\text{р}}$ в точке резонанса равны

$$\Gamma_{\text{р}}=\frac{K}{1+K}, \quad T_{\text{р}}=\frac{1}{1+K}, \quad \varkappa_{\text{р}}=\frac{2K}{(1+K)^2}; \qquad (8.3)$$

При этом искомые закономерности состоят в том, что с ростом коэффициента связи имеет место монотонное увеличение коэффициента отражения и уменьшение коэффициента прохождения; коэффициент поглощения сначала растет, достигая экстремального значения $\varkappa_{\text{р}}=0{,}5$ при связи $K=1$, после чего монотонно уменьшается. Значение $K=1$ характерно также тем, что для него $\Gamma_{\text{р}}=0{,}5$, $T_{\text{р}}=0{,}5$, а нагруженная добротность $Q_{\text{н}}$, определяемая в общем виде согласно формуле

$$Q_{\text{н}}=Q_0/(1+K), \qquad (8.4)$$

уменьшается в два раза по сравнению с собственной добротностью резонатора. Отмеченные закономерности справедливы для любой линии передачи и любого резонатора при условии выполнения принятых допущений.

Конкретизация вычислений значений Γ, T, $\varkappa$ осуществляется расчетом коэффициента связи применительно к исследуемой электродинамической системе. Для расчета могут быть использованы различные модельные представления ДР как неоднородности в тракте СВЧ. Он может быть описан с помощью эквивалентного магнитного или электрического момента для некоторых типов колебаний ДР НК [3, 65, 126]. В более общем случае ДР может быть представлен через объемно распределенные токи поляризации [82, 100, 122] или через распределение поля произвольного типа колебаний на поверхности ДР [127, 128].

Коэффициент связи применительно к низшему $H_{01\delta}$-типу колебаний ДР НК был впервые рассчитан [125, 129], исходя из магнитного дипольного представления резонатора, в виде

$$\mathbf{P}_m = M_0 \mathbf{h}, \tag{8.5}$$

где $\mathbf{h}$ — магнитное СВЧ-поле, воздействующее на момент и совпадающее с его направлением; M_0 — амплитудный множитель, определяемый формой ДР. В дипольном приближении коэффициент связи определяется формулой

$$K = \frac{60\pi^2 p_m h_b}{P \lambda_p}, \tag{8.6}$$

где P — мощность, переносимая по волноводу электромагнитной волной; λ_p — длина волны в свободном пространстве, соответствующая резонансной частоте ДР; $h_в$ — совпадающая с направлением дипольного момента резонатора составляющая невозмущенного магнитного СВЧ-поля волновода в месте расположения ДР. Соотношение (8.6) позволяет просто и с достаточной для большинства применений точностью рассчитать связь ДР НК с линией передачи применительно к ситуации, когда диэлектрическая проницаемость материала велика настолько, что размеры ДР много меньше размеров линии передачи и длины волны в ней.

Более строгий расчет коэффициентов связи ДР НК с линией передачи без ограничений на соотношение размеров ДР и длины волны, а также для любого типа колебаний резонатора реализован [127, 128] из представлений ДР через распределение поля на его поверхности. Аналогично этому представлению описание свойств ДР плотностью тока поляризации в виде

$$\mathbf{J}_n = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_p - 1)\mathbf{E}_p \tag{8.7}$$

справедливо для любых типов, включая НК и АК. В соотношении (8.7) ε_0 обозначает диэлектрическую проницаемость вакуума, $\mathbf{E}_p$ — электрическое поле рассматриваемого типа колебаний ДР. Использование представления ДР НК согласно (8.7) в сочетании с методом интегральных уравнений и учетом ближних нераспространяющихся полей линии передачи позволяет рассчитать характеристики исследуемых структур с учетом расстройки ДР вблизи резонанса [100]. Например, при связи ДР с одноволновой линией передачи по поперечной составляющей ее магнитного поля коэффициенты отражения и прохождения вместо (8.3) определяются соотношениями

$$\Gamma = \frac{K}{1 + K + j\xi + K_s}; \quad T = \frac{1}{1 + K + j\xi + K_s}, \tag{8.8}$$

где ξ — обобщенная расстройка резонатора; K_s — параметр, учитывающий излучение резонатором совокупности нераспространяющихся типов волн.

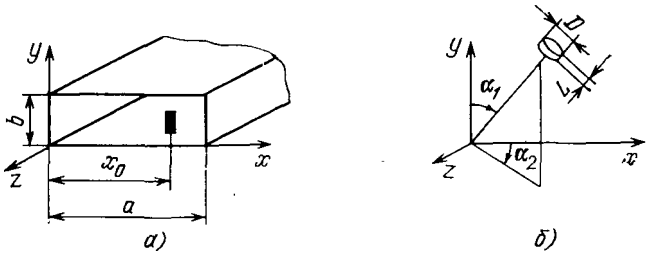
В частном случае $K_s = 0$, $\xi = 0$ соотношения (8.8) полностью совпадают с (8.3). Данное обстоятельство имеет принципиально

важное значение, ибо формулы (8.8) получены в [100] для случая неоднородного распределения СВЧ-поля по диэлектрическому резонатору. Это позволяет сделать вывод, что закономерности отражения и передачи энергии в терминах коэффициентов связи описываются одними и теми же соотношениями независимо от того, как СВЧ-поле распределено — однородно или неоднородно. В [100] неоднородность распределения СВЧ поля по ДР учитывается при вычислении коэффициента связи K, который определен из иных, чем энергетическое, представлений. В конечном счете эти представления адекватны энергетическим (8.1), поскольку аналогичные (8.8) соотношения получаются [122, 130] при использовании представления ДР НК согласно (8.7).

К соотношениям (8.8) нетрудно прийти, используя также полевые методы. Представление ДР согласно (8.5) в сочетании с принципом самосогласованного поля позволяет аналогично [124] найти формулы такие же, как и (8.8). Развитием этого подхода является изложенный в [123] алгоритм нахождения закономерностей, описывающих изменение характеристик передачи и отражения одно- и многорезонаторных систем на основе квазисосредоточенных твердотельных резонаторов. Применительно к однорезонаторным структурам этот алгоритм включает в себя такие этапы:

1. Параметры, характеризующие ДР как неоднородность (например, магнитные моменты), записывают как функции относительно падающего поля и всех полей, излучаемых резонатором.

2. С учетом того, что поля излучения резонатора являются, в свою очередь, функциями магнитных моментов, формируют уравнения, связывающие моменты с возбуждающими полями, принимая во внимание степень связи ДР с цепью СВЧ по каждому из типов колебаний, которые могут возбуждаться резонатором. При этом полезно определение коэффициентов связи в виде отношения амплитуды составляющей поля излучения j-го типа волны вдоль q-ой ($q=x, y, z$) оси системы координат к собственному невозмущенному полю СВЧ того же типа волны, вдоль той же оси и в том же месте линии передачи. Так, при расположении цилиндрического ДР с колебаниями внутри прямоугольного волновода (рис. 8.1) связь может быть осуществлена как по поперечной H_x, так и по продольной H_z составляющим магнитного СВЧ-поля основного



а) б)

Рис. 8.1. Диэлектрический резонатор в прямоугольном волноводе (*а*) и ориентация ДР относительно осей прямоугольной системы координат (*б*)

типа волны H_{10} волновода. При этом коэффициенты K_x и K_z соответственно равны:

$$K_x = \frac{8U_д D^2 \varepsilon_р Q_0 F^2}{ab\lambda_в \lambda_р^2 G} \sin^2 \frac{\pi x_0}{a} \sin^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2, \qquad (8.9)$$

$$K_z = \frac{8U_д D^2 \varepsilon_р Q_0 F^2}{ab\lambda_в \lambda_р^2 G} \left(\frac{\lambda_в}{2a}\right)^2 \cos^2 \frac{\pi x_0}{a} \sin^2 \alpha_1 \sin^2 \alpha_2,$$

где $U_д$ — объем ДР; D — его диаметр; $\varepsilon_р$ и Q_0 — диэлектрическая проницаемость и собственная добротность ДР; a и b — размеры широкой и узкой стенок волновода; $\lambda_р$ и $\lambda_в$ — длина волны на резонансной частоте соответственно в свободном пространстве и в волноводе, α_1 и α_2 — углы, определяющие ориентацию ЦДР в поперечном сечении волновода; параметры F и G равны

$$F = \frac{2}{L\beta_z} \sin \frac{L\beta_z}{2}, \quad G = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\sin L\beta_z}{L\beta_z}\right);$$

при $\varepsilon_р \approx 100$ и $L < D$ отношение $F^2/G \approx 1$.

3. После решения составленных уравнений вычисляют магнитные моменты в виде функций падающих невозмущенных полей и коэффициентов связи.

4. Используя найденные таким образом моменты, известными методами решаем задачу возбуждения ими СВЧ-полей, знание комплексных амплитуд которых позволяет найти аналитические выражения для искомых характеристик, представленных в терминах коэффициентов связи.

5. Применительно к рассматриваемой электродинамической системе коэффициенты связи рассчитывают по известным параметрам ДР, известной структуре поля в линии передачи и заданному расположению резонатора в этой линии передачи.

В ряде случаев связь ДР с линией передачи является не сосредоточенной, а пространственно-распределенной. Примером тому может быть связь ОДР АК с диэлектрическим волноводом. В этом случае необходимо учитывать процесс взаимодействия полей резонатора и волновода на протяженном участке их взаимной связи. Теоретические исследования распределенной связи ДР АК с диэлектрическим волноводом показывают, что эффективным здесь может быть представление ДР в виде объемно распределенных токов поляризации в сочетании с методом интегральных уравнений [82, 83].

Существенной особенностью ДР как квазисосредоточенных или распределенных неоднородностей в трактах СВЧ является то, что одновременно с интенсивным резонансным возмущением СВЧ-поля на частотах, близких к резонансным для всех типов колебаний ДР, возникает сравнительно слабое возмущение, которое в используемом диапазоне частот не имеет резонансного характера. Этот нерезонансный фон, впервые отмеченный в [73], обусловлен большими значениями объема ДР и используемых диэлектрических

проницаемостей материалов. Учет нерезонансного возмущения необходим для повышения точности моделирования взаимодействия ДР с полями СВЧ, поскольку это возмущение приводит к асимметрии АЧХ структур с ДР [122]. Используя классическое определение дипольных моментов, обусловленных электрической восприимчивостью среды [131], учитывая связи полей внутри и вне образца путем введения фактора деполяризации $N_д$, запишем такое выражение для электрического диполя

$$\mathbf{p}_э = \frac{\varepsilon_0 U_д (\varepsilon_р - 1)}{1 + N_д (\varepsilon_р - 1)} \mathbf{e}, \tag{8.10}$$

где $U_д$ — объем ДР; $\mathbf{e}$ — электрическое поле, воздействующее на дипольный момент резонатора. Следуя изложенному алгоритму, при решении задачи о коэффициентах отражения и прохождения согласованной линии передачи с нерезонансной неоднородностью, описываемой диполем с моментом (8.10), нетрудно получить такие формулы:

$$\Gamma_н = -\frac{jK_y}{1 + jK_y}, \quad T_н = \frac{1}{1 + jK_y}, \tag{8.11}$$

где K_y — коэффициент нерезонансной связи ДР с линией передачи, определенный из указанных выше полевых представлений. Например, для ДР в прямоугольном волноводе (см. рис. 8.1) коэффициент связи

$$K_y = \frac{2\pi U_д (\varepsilon_р - 1) \lambda_в}{ab \lambda_р^2 [1 + N_д (\varepsilon_р - 1)]} \sin^2 \frac{\pi x_0}{a}. \tag{8.12}$$

Существенно то обстоятельство, что на всех частотах нерезонансная связь имеет реактивный характер. Именно поэтому вследствие суперпозиции резонансного и нерезонансного возмущений появляются эффекты асимметрии АЧХ коэффициентов отражения и передачи. Описание нерезонансного возмущения соотношениями (8.11) реализуется также [100, 122] при использовании метода возмущений в квазистатическом приближении.

Сопоставительный анализ рассмотренных методов моделирования закономерностей в цепях СВЧ с ДР и расчета коэффициентов связи позволяет сделать такие выводы. При квазисосредоточенной связи ДР НК с линиями передачи в случае одинаковых исходных допущений все упомянутые методы дают идентичные результаты для закономерностей отражения и прохождения в терминах коэффициентов связи. Расчет коэффициентов связи для малых размеров ДР и низшего типа колебаний наиболее просто реализуем в приближении дипольных представлений. Более точный расчет без ограничения на малость размеров и используемый тип колебаний ДР возможен при представлении резонатора через распределение полей на его поверхности. Существенное преимущество этого метода по сравнению с представлением ДР объемно распределенным током поляризации состоит в возможности нахождения сравнительно простых аналитических выражений для коэффициентов связи. Оба эти представления позволяют рассчитывать коэффициенты связи при неоднородном распреде-

лении полей СВЧ по резонатору. Расчет характеристик цепей СВЧ с ДР при распределенной связи дает адекватные экспериментально наблюдаемым результаты при использовании метода интегральных уравнений.

8.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУР С ОДНИМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

Основные особенности электромагнитных явлений в одноволновых линиях передачи с одним ДР НК рассмотрим на примере прямоугольного волновода с цилиндрическим резонатором, в котором возбужден $H_{01\delta}$-тип колебаний (рис. 8.1). Описание указанных особенностей дает волновая матрица рассеяния отрезка волновода с ЦДР. При ее нахождении с учетом совокупности резонансной связи и нерезонансного фона ключевым моментом является вопрос о суперпозиции обоих видов возмущений поля. В использованном ранее [100, 122] приближении суперпозиции коэффициентов отражения и прохождения, обусловленных отдельно резонансным и нерезонансным возмущениями согласно (8.8) и (8.11), а также при учете фазы коэффициента отражения, элементы волновой матрицы записываются в виде

$$S_{11}=S_{22}=-\frac{jK_y}{1+jK_y}-\frac{K\,e^{-j\psi}}{1+K+K_s+j\xi}, \qquad (8.13)$$

$$S_{12}=S_{21}=\frac{1}{1+jK_y}-\frac{K}{1+K+K_s+j\xi},$$

где $K=K_x+K_z$; $\psi=-j\,2\,\mathrm{arctg}\sqrt{\frac{K_z}{K_x}}$. При связи только по поперечной составляющей поля $K_z=0$, $\psi=0$ и фазовый множитель $e^{-j\psi}=1$; при связи только по продольной составляющей $K_x=0$, $\psi=\pi$ и $e^{-j\psi}=-1$. Формулы (8.13) отражают экспериментально наблюдаемые явления асимметрии АЧХ коэффициента отражения при $K_y=0$. В случае резонансной связи только по K_x крутизна нижерезонансного склона АЧХ больше, чем вышерезонансного, а при резонансной связи только по K_z — наоборот. Связь по нераспространяющимся высшим типам волн, учитываемая параметром K_s, который для этих волн является мнимым числом, приводит к некоторому смещению резонансной частоты ЦДР в волноводе, что физически обусловлено запасом реактивной энергии ближними полями ДР. При учете потерь в линии передачи или при наличии связи также с другим типом волны, который является распространяющимся, параметр K_s становится действительным (в общем случае комплексным) числом. Это приводит к снижению добротности ДР, вследствие чего уменьшается коэффициент отражения и увеличивается коэффициент прохождения. Влияние связи по высшему типу волны особенно ощутимо вблизи ее критической частоты [130].

Следует отметить, что соотношения (8.13), полученные в приближении суперпозиции коэффициентов отражения и прохождения, не совсем точно отражают некоторые наблюдаемые явления. Так,

из них следует, что с ростом K_x (при $K_z=0$ и неизменном K_y) сдвиг резонансной частоты увеличивается. Из физических представлений очевидно, что с ростом K_x при неизменном K_y резонансное взаимодействие становится более сильным и смещение частоты, обусловленное нерезонансным возмущением, не должно увеличиваться, что соответствует экспериментальным данным. Кроме этого, формула для S_{21} не отражает изменения характера асимметрии АЧХ при переходе от связи по K_x к связи по K_z. Отмеченные особенности учитывают формулы для S_{11} и S_{21}, полученные при учете взаимного влияния друг на друга резонансного и нерезонансного возмущений. Для одноволнового режима эти формулы имеют вид [82]:

для связи по K_x

$$S_{11}=\frac{K_x+\xi K_y-jK_y}{1+K_x+\xi K_y+j(\xi-K_y)},\qquad S_{21}=\frac{1+j\xi}{1+K_x+\xi K_y+j(\xi-K_y)};\tag{8.14}$$

для связи по K_z

$$S_{11}=-\frac{K_z-\xi K_y+jK_y}{1+K_z-\xi K_y+j(\xi+K_y)},\qquad S_{21}=\frac{1+j\xi}{1+K_z-\xi K_y+j(\xi+K_y)}.\tag{8.15}$$

На рис. 8.2 приведены АЧХ коэффициентов отражения $\Gamma=S_{11}$ и передачи $A=20\lg|T|^{-1}$ для двух отмеченных случаев связи. Наряду со сплошными расчетными линиями, здесь точками отмечены результаты эксперимента. Асимметрия АЧХ может быть использована для улучшения частотной избирательности устройств с ДР. В то же время ее наличие нежелательно, например, при измерении добротности ДР, поскольку асимметрия из-за K_y снижает точность экспериментального нахождения Q_0.

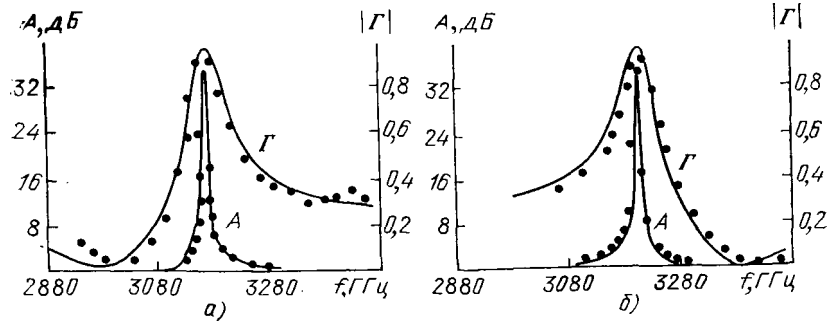


Рис. 8.2. Амплитудно-частотные характеристики коэффициентов отражения и передачи прямоугольного волновода с ЦДР.

Параметры системы: $a=58$ мм; $b=25$ мм; $D=12$ мм; $L=4{,}7$ мм; $\varepsilon_p=82$; $Q_0=2300$; $a-x_0=29$ мм; $\alpha_1=90°$; $\alpha_2=0$; $b-x_0=14{,}5$ мм; $\alpha_1=90°$; $\alpha_2=90°$

При связи ДР с короткозамкнутым волноводом наблюдаются явления смещения резонансной частоты и существенной зависимости коэффициента отражения от расстояния между ДР и плоскостью короткого замыкания. Полученное в соответствии с изложенным выше алгоритмом соотношение для коэффициента отражения короткозамкнутого волновода, связанного с ДР по поперечной составляющей поля, в пренебрежении нерезонансной связью и связью по ближним полям имеет вид

$$\Gamma = \frac{1 - 2K_x \cos^2 \Theta_0 + j(\xi - K_x \sin 2\Theta_0)}{1 + 2K_x \cos^2 \Theta_0 + j(\xi - K_x \sin 2\Theta_0)}, \qquad (8.16)$$

где $\Theta = 2\pi z_0/\lambda_в$; z_0 — расстояние между центром ДР и плоскостью короткого замыкания волновода. Из (8.16) следует, что экстремальное значение $\Gamma_э$ в общем случае получается не при $\xi = 0$, а при обобщенной расстройке

$$\xi_э = 2K_x \sin 2\Theta_0. \qquad (8.17)$$

На рис. 8.3,*а,б* показаны зависимости $\Gamma_э$ и $\xi_э$ от $z_0/\lambda_в$, где, наряду со сплошными расчетными линиями, точками отмечены результаты эксперимента. Значения $z_0/\lambda_в$, при которых $\Gamma_э = 0$, соответствуют критической связи ДР с волноводом. Увеличение связи больше критического значения сопровождается расширением резонансной кривой коэффициента отражения. Таким образом, изменяя расстояние z_0, можно в значительных пределах регулировать добротность, коэффициент отражения и резонансную частоту исследуемой структуры. В случае связи с короткозамкнутым волноводом появляется также возможность существенного уменьшения нерезонансного фона и получения АЧХ, близких к симметричным. Нерезонансный фон отсутствует, а связь по K_x максимальна при расположении резонатора в центре волновода на расстоянии z_0, кратном половине длине волны в волноводе.

Для ряда практических применений представляют интерес электродинамические структуры на основе одинаковых или различных линий передачи, связь между которыми обеспечивается диэлектрическим резонатором. Моделью таких структур может

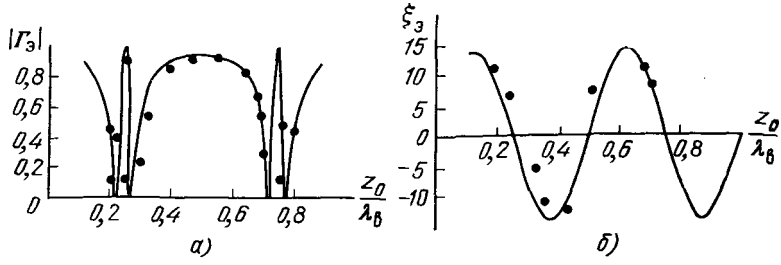


Рис. 8.3. Зависимости коэффициентов отражения $|\Gamma_э|$ и обобщенной расстройки $\xi_э$ от расстояния между ЦДР и плоскостью короткого замыкания волновода: Параметры системы: a=35 мм; b=15 мм; D=5,15 мм; l=2,05 мм; $\varepsilon_р$=80; $f_р$=7,15 ГГц; Q_0=1100; x_0=17,5 мм; α_1=90°; α_2=0

быть связанная система (рис. 8.4) в виде двух рядом расположенных линий, согласованных с одной стороны, а с другой — подключенных к комплексным нагрузкам с коэффициентами отражения $\dot{\Gamma}_1=\Gamma'_1-j\Gamma''_1$ и $\dot{\Gamma}_2=\Gamma'_2-j\Gamma''_2$. На расстояниях z_{01} и z_{02} от этих нагрузок расположен ДР, который возбуждается поперечной составляющей поля входной линии, ко входу *1* которой подключен генератор. Поскольку в общем случае мощности $P_{изл\,1}$ и $P_{изл\,2}$, излучаемые ДР во входную и выходную линии передачи, неодинаковы, то для количественного описания явлений отражения и прохождения электромагнитной энергии целесообразно ввести два коэффициента связи: K_1 и K_2. Они определяются по аналогии с (8.1) с учетом того, что в данном случае излучение энергии резонатором осуществляется не в одну, а в две линии передачи и $P_{изл1}\neq P_{изл2}$.

В частном случае, когда резонатор расположен в пучности магнитного СВЧ-поля обеих линий передачи, коэффициенты отражения и прохождения равны

$$\Gamma_{11}=(1-2K_1+2K_2+j\xi)\,(1+2K_1+2K_2+j\xi)^{-1}, \qquad (8.18)$$

$$T_{31}=4\sqrt{K_1K_2}\,(1+2K_1+2K_2+j\xi)^{-1}. \qquad (8.19)$$

При выполнении условия $1+2K_2=2K_1$ отражение отсутствует, а при $K_1=K_2$ — потери на передачу энергии минимальны. В последнем случае с ростом связи имеет место монотонное увеличение коэффициента прохождения в выходную линию, а отражение энергии при этом уменьшается.

Наличие слабой реактивной связи входной и выходной линий существенно влияет на вид АЧХ коэффициента прохождения. Обозначим коэффициент прохождения, обусловленный реактивной связью, через $\pm jD''_c$, где $|D_c|\ll 1$, а знак $\pm$ определяет характер реактивной связи. Поля в выходной линии передачи можно представить как совокупность двух составляющих, одна из которых обусловлена реактивной связью, а вторая — резонансной связью линий с помощью ДР. При этом вместо (8.19) получаем такое соотношение для коэффициента прохождения

$$T=\frac{-K\mp D''_c\xi\pm D''_c(1+K)}{1+K+j\xi}, \qquad (8.20)$$

где $K=4K_1=4K_2$, т. е. рассматривается случай одинаковых связей ДР с входной и выходной линиями передачи. АЧХ коэффициента прохождения, определяемого (8.20), асимметричны, что обусловлено фазовыми соотношениями между составляющими полей в выходной линии за счет указанных выше эффектов резонансной и нерезонансной связи линий. Характер реактивности нерезонансной связи линий определяет вид асимметрии АЧХ: при отрицательной реактивности затухание максимально при некоторой расстройке ДР выше его резонансной частоты, где вносимые потери минимальны. При положительной реактивности экстремум затухания расположен ниже частоты $f_р$. Расстройки по частоте, при

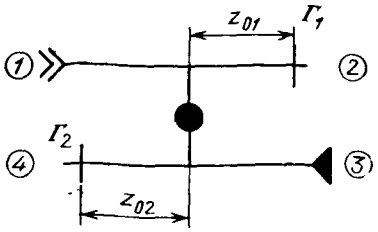


Рис. 8.4. Схема связи ДР с двумя линиями передачи

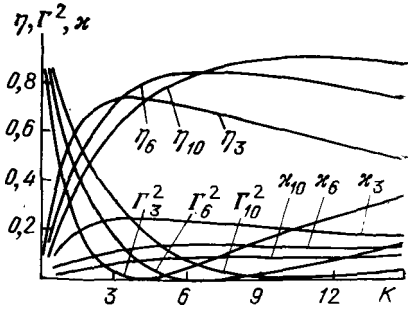


Рис. 8.5. Энергетические характеристики ДР как антенного элемента

которых коэффициент прохождения принимает максимальное и минимальное значения, определяются соотношениями

$$\xi_{1\atop 2} = \frac{b_0 \pm \sqrt{b_0^2 - 4a_0 c_0}}{2a_0}, \qquad (8.21)$$

где $a_0 = \mp D''_c K$; $b_0 = D''^2_c (1+K)^2 + K^2$; $c_0 = \pm D''_c K (1+K)^2$. Таким образом, выбором параметров K и D''_c можно регулировать положение экстремальных расстроек, что подтверждается экспериментально [132].

Специфичным случаем резонансной связи при помощи ДР двух цепей СВЧ является ситуация, в которой в качестве входной используется любая линия передачи, а выходной — свободное пространство [34]. При этом энергетические характеристики такой структуры аналогичны (8.19) и описываются через коэффициенты связи резонатора с линией передачи $K_л$ и со свободным пространством $K_п$. Выше (см. рис. 2.18) было показано, что для ДР НК радиационная добротность имеет небольшие значения, что позволяет реализовать коэффициенты связи $K_п$, сравнимые с $K_л$. На рис. 8.5 показаны зависимости коэффициентов отражения $\Gamma_р$, поглощения $\varkappa_р$ и излучения мощности в свободное пространство η при вариации коэффициентов связи $K_п$ и $K_л$. Значению $K_п$ соответствует цифровой индекс возле $\Gamma_р$, $\varkappa_р$, η. Условием согласования структуры по входу ($\Gamma_р = 0$) является [34]

$$1 + K_п = K_л. \qquad (8.22)$$

При этом

$$\eta = \frac{K_п}{1 + K_п}, \qquad (8.23)$$

т. е. эффективность резонансной передачи электромагнитной энергии в свободное пространство увеличивается с ростом $K_п$. Расчет $K_п$ в дипольном приближении дает формулу

$$K_п = \frac{16{,}8 U_д D^2 e_р Q_0 F^2}{\lambda_р^5 G}, \qquad (8.24)$$

где все параметры, входящие в нее, были определены выше (8.9). В соответствии с формулой (8.24) практически реализуемы значения $K_п$ порядка 10. Однако, как видно из (8.23), даже при $K_п = 3$ коэффициент излучения мощности в свободное пространство достигает 75%. Таким образом, при соответствующем выборе параметров резонатора и линии передачи можно реализовать резонансные излучатели, отличающиеся высоким КПД и согласованием их с подводящей линией передачи. Диаграмма направленности излучателя на одном ДР близка к дипольной.

8.3. КОЭФФИЦИЕНТЫ СВЯЗИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ С ЛИНИЯМИ ПЕРЕДАЧИ

Выше было показано, что закономерности электромагнитных явлений в электродинамических структурах с ДР однозначно описываются через коэффициенты связи резонатора с линией передачи или свободным пространством. Поэтому представляет интерес исследование зависимостей коэффициентов связи от параметров материала ДР и используемых линий передачи как для низшего, так и для высших типов колебаний. Последнее необходимо по двум основным причинам: 1) частота одного из высших типов колебаний ДР может быть использована в качестве рабочей частоты устройств; 2) наряду с возбуждением диэлектрического резонатора на частоте низшего типа, в нем может возбуждаться ряд высших колебаний, являющихся при этом нежелательными, и в этом случае возникает задача их подавления. Зависимости целесообразно искать применительно к ДР в форме шара, поскольку для него известно строгое решение о собственных колебаниях. Использование представления ДР через распределение его полей на поверхности шара позволяет получить следующие соотношения, описывающие связь ДРШ с прямоугольным волноводом [76, 128]:

при возбуждении в ДРШ магнитных колебаний

$$K_H = \frac{3\lambda_р^3}{\pi ab\lambda_в}\,\zeta_n^H \sin^2\frac{\pi x_0}{a}\,, \tag{8.25}$$

для электрических колебаний

$$K_E = \frac{3\lambda_р\lambda_в}{\pi ab}\,\zeta_n^E \sin^2\frac{\pi x_0}{a}\,, \tag{8.26}$$

здесь параметры $\zeta^H{}_n$ и $\zeta^E{}_n$ вычисляются из формул:

$$\begin{aligned}\zeta_n^H &= \frac{Q_0}{\varepsilon_р q^3}\left[\frac{j_n(p)}{y_n(q)}\right]^2\left[j_n^2(p) - j_{n-1}(p)\,j_{n+1}(p)\right]^{-1},\\ \zeta_n^E &= \frac{Q_0}{q^3}\left[\frac{j_n(p)}{y_n(q)}\right]^2\left[j_n^2(p) - j_{n-1}(p)\,j_{n+1}(p)\right]^{-1},\end{aligned} \tag{8.27}$$

где параметры q, p были определены выше в § 4.1. На рис. 8.6 даны зависимости параметров $\zeta^H{}_n$, $\zeta^E{}_n$ от относительной диэлектрической проницаемости для пяти низших типов колебаний ДРШ

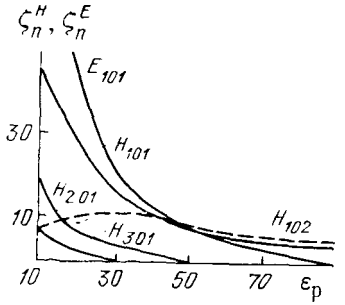


Рис. 8.6. Зависимости множителя коэффициента связи от диэлектрической проницаемости для ряда видов колебаний ДРШ

с $Q_0=1000$. Видно, что увеличение ε_p приводит к уменьшению связи; связь уменьшается также с ростом индекса n колебаний, что коррелирует с изменением *радиационной добротности* ДРШ (4.5) и приведенными на рис. 4.1 данными.

Для представляющей наибольший практический интерес колебаний с $n=1$ значения величин $\zeta^H{}_n$, $\zeta^E{}_n$ при $Q_0=1000$ приведены в табл. 8.1 для ряда диэлектрических проницаемостей ε_p ДРШ. Из табл. 8.1 и рис. 8.6 видно, что при $\varepsilon_p \leqslant 40$ коэффициенты связи E_{101}-колебаний превышают значения K_H колебаний H_{101}. Эта закономерность хорошо подтверждается экспериментально [128].

Расчет коэффициентов связи цилиндрических ДР с прямоугольным волноводом согласно [127] путем представления ДР через распределение его полей на поверхности свободен от ограничения на малость размеров ДР по сравнению с длиной волны и применим как к низшему магнитному типу колебаний $H_{01\delta}$, так и к высшим азимутально однородным колебаниям. При расположении ЦДР в центре прямоугольного волновода (см. рис. 8.1) в [133] вычислены коэффициенты связи для четных магнитных и электрических колебаний.

В частном случае для низшего магнитного колебания $H_{01\delta}$ в приближении магнитных боковых стенок ЦДР коэффициент связи

$$K_x = \frac{32\pi\Gamma_{10}Q_0\beta_0^2}{ab\varepsilon_p}(\varepsilon_p-1)^2\left\{\frac{\mathcal{J}_0(\Gamma_{10}R)}{(\beta^2-\Gamma_{10}^2)\left[\beta_z^2-\left(\frac{\pi}{a}\right)^2\right]}\right\}^2\times$$

$$\times\frac{\left(\beta_z\sin\frac{L\beta_z}{2}\cos\frac{L\pi}{2a}-\frac{\pi}{a}\cos\frac{L\beta_z}{2}\sin\frac{L\pi}{2a}\right)^2}{L+\frac{\sin L\beta_z}{L\beta_z}}, \qquad (8.28)$$

где $\Gamma_{10}=2\pi/\lambda_в$; R — радиус ЦДР; β — поперечное волновое число. Если размеры ЦДР малы настолько, что вариацией поля вол-

Таблица 8.1

ε_p	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85
$\zeta^H{}_1=H_{101}$	12,5	10,4	8,9	7,7	6,8	6,0	5,4	4,8	4,4	4,0	3,7
$\zeta^E{}_1=E_{101}$	14,8	10,7	8,0	6,1	4,8	3,9	3,1	2,6	2,2	1,8	1,6

новода на поверхности резонатора можно пренебречь, т. е. $\beta_z \gg \pi/a$, $\beta \gg \Gamma_{10}$ и $\Gamma_{10} R \approx 0$, то формула (8.28) упрощается и принимает вид

$$K_x = \frac{7{,}41\, U_д\, D^2\, \varepsilon_р\, Q_0\, F^2}{ab\, \lambda_в\, \lambda_р^2\, G}, \qquad (8.29)$$

т. е. отличие K_x согласно этой формуле от значения K_x, вычисленного по (8.9), составляет около 7%, что при существующей погрешности (10...15%) экспериментального нахождения Q_0 оправдывает применение формул (8.9) для практических расчетов коэффициентов связи.

Зависимость коэффициента связи от координат расположения ЦДР в прямоугольном волноводе, а также от его ориентации имеет одинаковый характер для дипольной модели ЦДР [3] и модели с учетом распределения поля на поверхности резонатора. Представляет интерес зависимость коэффициента связи от отношения размеров L/D резонатора. Эта зависимость дана на рис. 8.7, где сплошной линией приведен расчет согласно (8.29), а точками отмечены результаты эксперимента. Видно, что формула

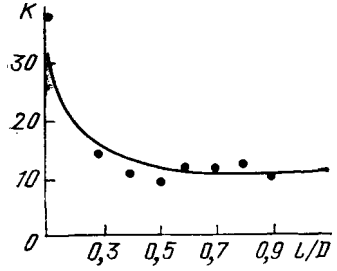


Рис. 8.7. Зависимости коэффициента связи ЦДР с волноводом от отношения высоты резонатора к его диаметру

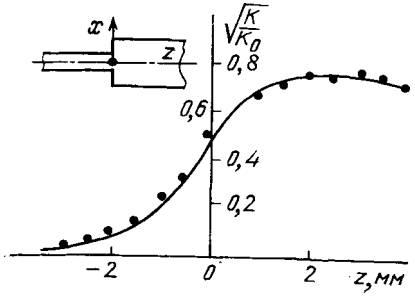


Рис. 8.8. Зависимость параметра $\sqrt{K/K_0}$ от расположения ДР вдоль оси запредельного круглого волновода

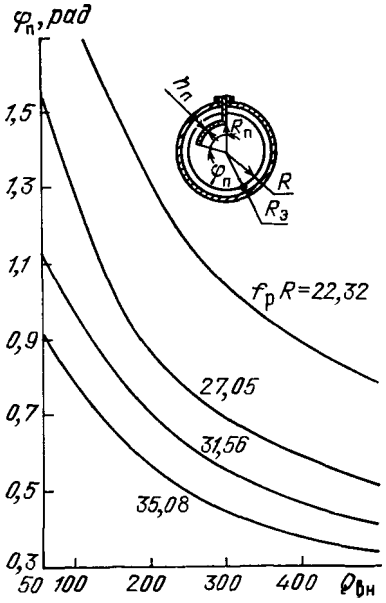


Рис. 8.9. Зависимости внешней добротности ЦДР в соосном экране от размеров полупетли связи и вид исследуемой конструкции

(8.29) хорошо согласуется с экспериментальными данными в широкой области изменения отношения L/D. При этом возможность увеличения коэффициента связи при уменьшении отношения высоты к диаметру ЦДР может быть использована на практике для улучшения характеристик устройств с ДР.

Для некоторых конструкций устройств используется связь ДР одновременно с регулярным и запредельным волноводами. При этом наличие отрезка запредельного волновода приводит к уменьшению амплитуды поля регулярного волновода в месте расположения ДР и, следовательно, к уменьшению его связи с регулярным волноводом. Электродинамический расчет связи в такой структуре сложен, поэтому в ряде случаев можно воспользоваться экспериментальным нахождением коэффициентов связи или результатами работы [134]. В этой работе были проведены эксперименты по определению степени обусловленного влиянием запредельного волновода уменьшения амплитуды магнитного поля $h_в$ прямоугольного регулярного волновода. В экспериментах использовался короткозамкнутый отрезок прямоугольного волновода сечением 23×10 мм и ЦДР диаметром 2,2 мм с высотой 1,2 мм. К короткозамкнутой стенке по центру прямоугольного волновода вдоль его продольной оси был подключен отрезок круглого запредельного волновода длиной 30 мм (рис. 8.8). Конструкцией предусматривалась возможность изменения диаметра отрезка запредельного волновода в пределах значений, применяемых обычно для создания фильтров (от 4 до 8 мм). ЦДР, укрепленный на держателе, перемещался вдоль продольной оси волноводов так, что при $z>0$ он находился в прямоугольном волноводе, а при $z<0$ — в запредельном волноводе. По коэффициенту отражения прямоугольного волновода на резонансной частоте ЦДР измерялся коэффициент связи K резонатора с волноводом и для различных диаметров запредельного волновода были построены зависимости, типа, показанной на рис. 8.8, где K_0 — коэффициент связи в отсутствие отрезка запредельного волновода и при расположении ЦДР в пучности магнитного поля короткозамкнутого волновода. Анализ полученных результатов показал, что при частном расположении ЦДР в сечении $z=0$, соответствующем входу отрезка запредельного волновода, для всех использованных диаметров волновода от 4 до 8 мм коэффициент связи ЦДР с прямоугольным волноводом примерно в 4 раза меньше, чем K_0. Поскольку (8.5, 8.6) $K\equiv h^2_в$, то можно считать, что в первом приближении амплитуда магнитного СВЧ-поля прямоугольного волновода в центре входного отверстия отрезка запредельного волновода уменьшается в два раза по отношению к амплитуде поля стоячей волны короткозамкнутого волновода. Это отличие амплитуд поля от половинного значения не превысило 8% для описанных выше изменений диаметра отрезка запредельного волновода. Аналогичное уменьшение поля в два раза установлено также при расположении отрезка запредельного волновода с указанными выше параметрами в области круговой поляризации магнитного СВЧ-по-

ля согласованного прямоугольного волновода. Таким образом, для частного случая расположения ЦДР на входе отрезка запредельного волновода ($z=0$) при расчете коэффициентов связи ЦДР с прямоугольным волноводом можно воспользоваться формулами (8.9) или (8.28) с учетом уменьшения в 4 раза рассчитываемых значений коэффициентов связи.

Расчет коэффициентов связи ДР с микрополосковыми линиями передачи затруднен из-за сложности описания структуры невозмущенного поля этой линии [136, 137, 138]. В ряде случаев связь ДР с подводящими коаксиальными линиями передачи или полупроводниковыми элементами осуществляется штырем или петлей из тонкой проволоки. Могут быть применены также элементы связи в виде изогнутых ленточных проводников на диэлектрических подложках. Электродинамический расчет коэффициентов связи ЦДР с штырем или петлевым элементом можно проводить методом интегральных уравнений [139] с учетом неоднородности распределения поля элемента связи по объему ДР. Иногда целесообразно воспользоваться экспериментальным нахождением коэффициента связи (или внешней добротности) ЦДР применительно к конкретной конструкции проектируемого устройства. В качестве примера, иллюстрирующего типичные зависимости внешней добротности ЦДР в соосном экране от размеров полупетли связи, на рис. 8.9 дано семейство графиков для $Q_{вн}$ в функции угла φ при таких параметрах конструкции: ЦДР имеет $\varepsilon_р=80$; отношение радиуса полупетли $R_п$ к радиусу резонатора R равно 0,8; отношение радиуса экрана $R_э$ к радиусу резонатора $t=1{,}4$. Ширина ленточного проводника полупетли связи $h_п=1$ мм, причем этот ленточный проводник расположен непосредственно на торцевой поверхности ЦДР, радиус которого равен 6 мм. В качестве параметра на графиках рис. 8.9 принято произведение $f_рR$. При изменении угла $\varphi_п$ имеет место небольшой (до 1%) уход резонансной частоты ЦДР, который в процессе эксперимента компенсируется уменьшением высоты резонатора.

8.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Для количественной оценки параметров волноводно-диэлектрического резонатора в режиме вынужденных колебаний следует найти его внешнюю и нагруженную добротности, коэффициент связи с подводящими волноводами, а также резонансную частоту ВДР с учетом ее сдвига из-за влияния реактивности стыка на входе отрезка запредельного волновода.

Для наиболее распространенного включения ВДР в качестве элемента связи двух волноводов (рис. 8.10) указанные характеристики несложно найти применительно к конструкции на основе отрезка прямоугольного запредельного волновода длиной L и с размером широкой стенки a. Ко входу и выходу этого отрезка подключены подводящие регулярные прямоугольные волноводы с

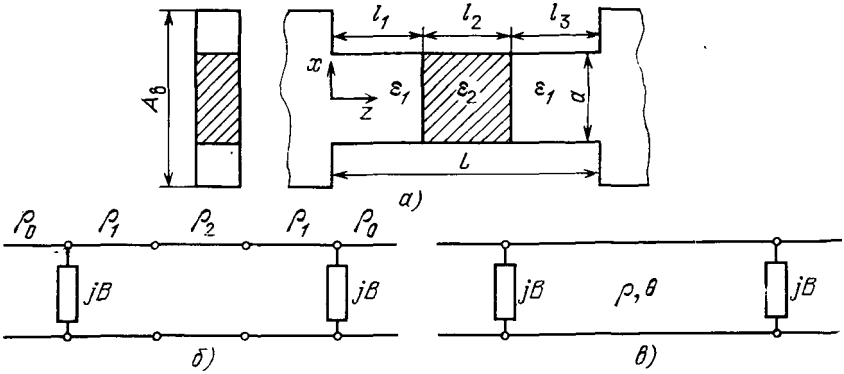


Рис. 8.10. Волноводно-диэлектрический резонатор как четырехполюсник: *а* — физическая реализация; *б* — эквивалентная схема; *в* — схема замещения

размером широкой стенки $A_в$ и с размером узкой стенки таким же, как у отрезка запредельного волновода. Для такой структуры в работе [6] методом частичных областей в приближении малых потерь были рассчитаны графики, устанавливающие зависимости между размерами элементов конструкции ВДР, его резонансной частотой и нагруженной добротностью. При этом, в частности, установлены такие закономерности для исследуемого ВДР: а) при уменьшении расстояния l_1 между ДЭ и подводящим волноводом (увеличении l_3) резонансные явления ослабляются и исчезают совсем, когда $l_1=0$; это обусловлено нарушением фазовых соотношений волн, существующих на отдельных участках структуры и не связано с диссипативными процессами; б) с увеличением длины l_2 ДЭ резонанс смещается в область более низких частот, при этом в более высокочастотной области появляются резонансы высших порядков, первый (основной) резонанс соответствует $0<l_2<\lambda_{д.в}/4$, второй — $\lambda_{д.в}/4<l_2<3\lambda_{д.в}/4$ и т. д., где $\lambda_{д.в}$ — длина волны основного типа в волноводе, заполненном ДЭ с $\varepsilon_2=\varepsilon_р$; в) при длине ВДР $L>2a$ и фиксированном l_2/a влияние отношения $A_в/a$ почти не сказывается на резонансном параметре $A_в/\lambda_р$, где $\lambda_р$ — длина волны в свободном пространстве, соответствующая резонансной частоте ВДР; г) уменьшение связи ВДР ЗВ с подводящим волноводом при увеличении L/a приводит к росту нагруженной добротности $Q_н$, а резонансная частота ВДР при этом несколько смещается, приближаясь к значению ВДР в режиме собственных колебаний (см. табл. 7.1).

При несоосном возбуждении либо при наличии ступенек по высоте или диафрагм в сечении регулярный — запредельный волноводы, а также при различном распределении поперечных полей регулярного волновода и ВДР, электродинамический анализ рассматриваемой системы оказывается трудоемким [210]. Поэтому целесообразно воспользоваться эквивалентной схемой ВДР (рис. 8.10,*б*). В этой схеме реактивности стыка на входе

(выходе) ВДР представлены шунтирующей реактивностью jB, а отрезкам волноводов соответствуют отрезки линий передачи с той же электрической длиной и волновыми сопротивлениями ρ_0, ρ_1 и ρ_2. При таком подходе реактивности стыка регулярный — запредельный волноводы определяются из решения электродинамической задачи [140] или путем дополнительного эксперимента, а собственно ВДР представляется в виде каскадного включения четырехполюсников — отрезков запредельных волноводов и отрезка волновода с ДЭ длиной l_2. В результате переходим к обобщенному резонансному звену, имеющему эквивалентную электрическую длину Θ и эквивалентное волновое сопротивление ρ с шунтирующими реактивностями jB на входе (выходе) (рис. 8.10,*в*).

Эквивалентные параметры Θ и ρ обобщенного резонансного звена удобно выразить через элементы матрицы передачи $[a]$. Рассмотрим четырехполюсник, обладающий симметрией, $a_{11}=a_{22}$ ($l_1=l_3$), следовательно, [141]

$$a_{12}/a_{11}=\rho\,\mathrm{th}\,\Theta,\quad a_{21}/a_{11}=\mathrm{th}\,\Theta/\rho. \tag{8.30}$$

Из (8.30) находим

$$\rho=\sqrt{\frac{a_{11}}{a_{21}}},\quad \Theta=\mathrm{arcth}\left(\sqrt{\frac{a_{12}\,a_{21}}{a_{11}}}\right). \tag{8.31}$$

Обозначим матрицу передачи отрезка запредельного волновода через $[a]_1$, матрицу передачи волновода с ДЭ $\varepsilon_2=\varepsilon_p$ через $[a]_2$. Тогда результирующая матрица $[a]$ является произведением матриц

$$[a]=[a]_1\cdot[a]_2\cdot[a]_1, \tag{8.32}$$

где

$$[a]_1=\begin{bmatrix}\mathrm{ch}\,\dfrac{\Theta_1}{2} & j\rho_1\,\mathrm{sh}\,\dfrac{\Theta_0}{2}\\[2ex] \dfrac{j}{\rho_1}\,\mathrm{sh}\,\dfrac{\Theta_1}{2} & \mathrm{ch}\,\dfrac{\Theta_1}{2}\end{bmatrix};$$

$$[a_2]=\begin{bmatrix}\cos\Theta_2 & j\rho_2\sin\Theta_2\\[2ex] \dfrac{j}{\rho_2\sin\Theta_2} & \cos\Theta_2\end{bmatrix};$$

$$\Theta_1=\frac{4\pi\,l_1}{\lambda_p}\sqrt{\left(\frac{\lambda_p}{2a}\right)^2-\varepsilon_1};\qquad \Theta_2=\frac{2\pi l_2}{\lambda_p}\sqrt{\varepsilon_2-\left(\frac{\lambda_p}{2a}\right)^2};$$

$$\rho_1=\frac{2b}{a}\,\frac{120\pi}{\sqrt{\left(\dfrac{\lambda_p}{2a}\right)^2-\varepsilon_1}};\qquad \rho_2=\frac{2b}{a}\,\frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_2-\left(\dfrac{\lambda_p}{2a}\right)^2}}.$$

Выполняя операции умножения матриц, из (8.32) получаем:

$$a_{11}=a_{22}=\cos\Theta_2\,\mathrm{ch}\,\Theta_1-\beta\sin\Theta_2\,\mathrm{sh}\,\Theta_1;$$

$$a_{12}=j\rho_2\left[\cos\Theta_2\,\mathrm{sh}\,\boldsymbol{\Theta}_1-(\beta_м\,\mathrm{ch}\,\boldsymbol{\Theta}_1-\alpha_м)\sin\boldsymbol{\Theta}_2\right]$$

$$a_{21} = -\frac{j}{\rho_2}[\cos\Theta_2 \operatorname{sh}\Theta_1 - (\beta_м \operatorname{ch}\Theta_1 + \alpha_м)\sin\Theta_2]; \qquad (8.33)$$

$$\beta_м = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right); \quad \alpha_м = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho_1}{\rho_2} + \frac{\rho_2}{o_1}\right).$$

Из (8.31) с учетом (8.33) приходим к следующим выражениям для параметров обобщенного звена:

$$\Theta = \operatorname{arcth}\{[\cos\Theta_2 \operatorname{sh}\Theta_1 - \beta_м(\operatorname{sh}\Theta_1 - \alpha_м)\sin\Theta_2][\cos\Theta_2 \operatorname{sh}\Theta_1 -$$

$$-(\beta_м \operatorname{ch}\Theta_1 + \alpha_м)\sin\Theta_2]\}^{\frac{1}{2}}(\cos\Theta_2 \operatorname{sh}\Theta_1 - \beta_м \operatorname{sh}\Theta_1 \sin\Theta_2)^{-1}; \qquad (8.34)$$

$$\rho = \rho_2\left[-\frac{\cos\Theta_2 \operatorname{sh}\Theta_1 - (\beta_м \operatorname{ch}\Theta_1 - \alpha_м)\sin\Theta_2}{\cos\Theta_2 \operatorname{sh}\Theta_1 - (\beta_м \operatorname{ch}\Theta_1 + \alpha_м)\sin\Theta_2}\right]^{1/2}.$$

В результате матрица передачи $[a]$ рассматриваемого ВДР принимает следующий вид:

$$[a] = \begin{bmatrix} \cos\Theta & j\rho\sin\Theta \\ \frac{j}{\rho}\sin\Theta & \cos\Theta \end{bmatrix}, \qquad (8.35)$$

а сам ВДР теперь представляет резонатор, образованный двумя разнесенными нерегулярностями в линии передачи с эквивалентными электрической длиной Θ и волновым сопротивлением ρ. Матрицу передачи такого резонатора согласно [142] запишем в виде:

$$[a]_р = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ jB & 1 \end{bmatrix} \cdot [a] \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ jB & 1 \end{bmatrix}. \qquad (8.36)$$

Раскрывая (8.36) с учетом (8.35), находим:

$$a_{11}^{(р)} = a_{22}^{(ц)} = \cos\Theta - q_0 \sin\Theta;$$

$$a_{12}^{(р)} = j\rho\sin\Theta;$$

$$a_{21}^{(р)} = \frac{j}{\rho}[2q_0\cos\Theta + (1 - q_0^2)\sin\Theta]; \quad q_0 = B\rho. \qquad (8.37)$$

Переходя по известным правилам [141] к коэффициенту отражения для симметричного четырехполюсника, получаем:

$$S_{11} = \frac{a_{12}^{(р)} - a_{21}^{(р)}\rho_0}{2o_{11}^{(р)}\rho_0 + a_{12}^{(р)} + a_{21}^{(р)}\rho_0^2}. \qquad (8.38)$$

Условию резонанса соответствует обращение в нуль коэффициента отражения, следовательно, $a^{(р)}{}_{21}/a^{(р)}{}_{12} = 1/\rho^2{}_0$ и с учетом (8.37) приходим к трансцендентному уравнению для определения резонансной частоты ВДР с шунтирующей реактивностью на входе (выходе):

$$\operatorname{tg}(\arccos a_{11}^{(р)}) = \frac{2q_0}{q_0^2 + r_0^2 - 1}; \quad r_0 = \frac{\rho}{\rho_0}. \qquad (8.39)$$

Для заданной геометрии ВДР из (8.39) находим спектр резонансных частот, после чего из (8.38) определяется $Q_н$ на уровне $|S_{11}| = 0{,}707$.

В табл. 8.2 и 8.3 приведены результаты расчета $Q_н$ и $A_в/\lambda_р$ для $\varepsilon_1 = 1$ и различных значений проницаемости ε_2, геометрических размеров ВДР при $l_1 = l_2 = l$ и нормированной индуктивной реактивности стыка $b_0 = B\rho_0$ в сечении запредельный — регулярный волноводы.

Проиллюстрируем порядок пользования табл. 8.2 и 8.3 на таком примере. Требуется найти резонансную частоту $f_р$, нагруженную добротность $Q_н$ и коэффициент связи с подводящей линией передачи для ВДР, имеющего следующие параметры: сечение подводящего волновода $A_в \times B_в = 23 \times 5{,}5$ мм^2; сечение запредельного волновода $a \times b = 11 \times 5{,}5$ мм^2; размер ДЭ $l_2 = 5{,}5$ мм, длина ВДР $L = 16{,}5$ мм; в качестве диэлектрического материала использован плавленый кварц ($\varepsilon_р = 3{,}8$; $\operatorname{tg}\delta = 10^{-4}$); окружающая среда — воздух ($\varepsilon_1 = 1$); материал волновода — латунь ($\sigma = 1{,}57 \cdot 10^{-7}$ См/м). Порядок решения следующий.

1. По заданным размерам конструкции находим нормированную длину запредельного волновода $l/a = (L - l_2)/2a = 0{,}5$ и нормированный размер ДЭ $l_2/a = 0{,}5$.

2. Для этого значения $l/a = 0{,}5$, пользуясь табл. 8.3, находим нормированную резонансную длину волны при отсутствии шунтирующей реактивности на входе (выходе) резонатора ($b_0 = 0$). Соответствующее значение $A_в/\lambda_р = 0{,}689$, следовательно, $\lambda_р = A_в/0{,}689 = 23/0{,}689 = 33{,}4$ мм, или $f_р = c/\lambda_р = 8982$ МГц.

3. Вычисляем модуль нормированной проводимости в сечении подводящий — запредельный волноводы по формуле [140]

$$b_0 = \frac{B}{Y_0} = \frac{2A_в}{\lambda_в} \operatorname{ctg}^2 \frac{\pi a}{2A_в}, \quad \text{где} \quad \lambda_в = \frac{\lambda_р}{\sqrt{1 - \left(\dfrac{\lambda_р}{2a}\right)^2}}, \qquad (8.40)$$

$\lambda_в = 48{,}6$ мм, $b_0 \approx 1$ и по табл. 8.2 находим $Q_н = 84{,}8$.

4. По табл. 8.3 определяем резонансное значение $A_в/\lambda_р$ с учетом реактивности. Оно равно в данном случае $A_в/\lambda_р = 0{,}696$, что дает $\lambda_р = 23/0{,}696 = 33{,}05$ мм или $f_р = 9077$ МГц.

5. Смещение резонансной частоты при введении реактивности составляет $\Delta f = 9077 - 8982 = 95$ МГц.

6. Для заданных в нашем примере параметров конструкции значение собственной добротности на частоте 10 ГГц дано в табл. 7.2; оно равно $Q_0 = 1834$. В пересчете на частоту рассматриваемого примера, полагая, что Q_0 изменяется по закону $(f)^{-1/2}$, находим новое значение этого параметра: $Q_0 = 1334\sqrt{10/9{,}077} = 1400$.

7. Вычисляем внешнюю добротность резонатора:

$$Q_{вн} = Q_0 Q_н/(Q_0 - Q_н) = 90{,}5.$$

8. Находим коэффициент связи ВДР с подводящим волноводом

$$K = Q_0/Q_{вн} = 15{,}5.$$

Таблица 8.2

b_0	Нагруженная добротность $Q_н$ ВДР при отношении l/a													
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00
	$l_2/a=0,5$, $\varepsilon_2=3,8$													
0,00	2,26	3,31	4,61	6,25	8,32	10,9	14,2	18,4	23,6	30,3	38,8	62,0	99,8	161
0,01	2,33	3,40	4,73	6,40	8,51	11,1	14,5	18,7	24,1	30,8	39,3	63,5	101	162
0,02	2,39	3,49	4,85	6,56	8,71	11,4	14,8	19,2	24,6	31,5	40,2	64,8	104	165
0,03	2,46	3,59	4,97	6,72	8,93	11,7	15,2	19,6	25,2	32,2	41,1	66,2	106	169
0,04	2,53	3,68	5,10	6,89	9,14	11,9	15,5	20,1	25,7	32,9	41,9	67,7	108	173
0,05	2,61	3,78	5,23	7,06	9,36	12,2	15,9	20,5	26,3	33,7	42,9	69,2	110	178
0,06	2,68	3,88	5,37	7,23	9,59	12,5	16,3	21,0	26,9	34,4	43,9	70,8	113	180
0,08	2,84	4,09	5,65	7,60	10,2	13,1	17,0	22,0	28,2	36,0	45,8	73,9	118	
0,10	3,01	4,32	5,94	7,97	10,5	13,7	17,8	23,0	29,4	37,6	47,9	77,1	123	
0,15	3,45	4,91	6,72	8,99	11,8	15,4	20,0	25,7	32,9	42,0	53,5	85,9	137	
0,20	3,95	5,56	7,57	10,1	13,6	17,2	22,3	28,7	36,7	46,8	59,5	95,7	153	
0,25	4,48	6,26	8,49	11,2	14,8	19,2	24,8	31,9	40,8	52,0	66,1	106	169	
0,30	5,04	7,01	9,47	12,5	16,4	21,3	27,6	35,3	45,2	57,6	73,1	117		
0,40	6,28	8,64	11,6	15,3	20,6	26,0	33,5	43,0	55,0	70,1	89,1	143		
0,50	7,62	10,4	13,9	18,4	24,6	31,2	40,3	51,7	66,0	84,1	106			
0,60	9,07	12,3	16,5	21,8	28,5	37,0	47,7	61,2	78,3	99,8	126			
0,70	10,6	14,4	19,3	25,5	33,6	43,3	55,9	71,8	91,9	117				
0,80	12,2	16,7	22,3	29,5	38,6	50,1	64,8	83,2	106					
0,90	14,0	19,0	25,6	33,8	44,6	57,5	74,3	95,7	122					
1,00	15,8	21,6	29,0	38,4	50,4	65,6	84,8	109	140					

Продолжение табл. 8.2

b_0	Нагруженная добротность $Q_н$ ВДР при отношении l/a													
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00
	$l_2/a=0,2$, $\varepsilon_2=6,6$													
0,00		1,99	2,68	3,63	4,86	6,44	8,45	11,0	14,2	18,3	23,4	38,1	60,6	98,8
0,01		2,04	2,75	3,72	4,97	6,59	8,64	11,2	14,5	18,6	23,9	38,7	62,3	99,3
0,02		2,09	2,83	3,81	5,10	6,74	8,84	11,5	14,8	19,0	24,4	39,6	63,6	101
0,03		2,14	2,90	3,91	5,22	6,90	9,04	11,7	15,1	19,5	24,9	40,4	64,9	103
0,04		2,19	2,97	4,01	5,35	7,07	9,26	12,0	15,5	19,9	25,5	41,3	66,3	105
0,05		2,24	3,05	4,11	5,48	7,24	9,47	12,3	15,8	20,3	26,0	42,2	67,7	108
0,06		2,30	3,13	4,21	5,61	7,41	9,69	12,5	16,2	20,8	26,6	43,1	69,2	110
0,08		2,42	3,28	4,42	5,89	7,76	10,1	13,1	16,9	21,7	27,8	45,0	72,2	115
0,10	1,84	2,54	3,45	4,64	6,17	8,13	10,6	13,7	17,7	22,7	29,0	47,0	75,3	120
0,15	2,07	2,86	3,89	5,23	6,94	9,12	11,8	15,3	19,8	25,3	32,4	52,3	83,9	133
0,20	2,32	3,21	4,37	5,86	7,77	10,2	13,2	17,1	22,0	28,2	36,0	58,1	93,1	
0,25	2,59	3,59	4,88	6,54	8,66	11,3	14,7	19,0	24,5	31,3	40,0	64,5	103	
0,30	2,88	4,00	5,43	7,27	9,62	12,6	16,3	21,1	27,1	34,7	44,2	71,4	114	
0,40	3,51	4,88	6,63	8,86	11,7	15,3	19,9	25,6	32,9	42,1	53,7	86,5		
0,50	4,21	5,84	7,94	10,6	14,0	18,3	23,8	30,7	39,5	50,5	64,4	103		
0,60	4,96	6,89	9,37	12,5	16,5	21,7	28,1	36,4	46,7	59,8	76,3	123		
0,70	5,76	8,02	10,9	14,6	19,3	25,3	32,9	42,5	54,7	70,1	89,4			
0,80	6,62	9,22	12,5	16,8	22,3	29,2	38,0	49,3	63,4	81,2	103			
0,90	7,52	10,4	14,3	19,2	25,5	33,5	43,7	56,5	72,8	94,4	119			
1,00	8,47	11,8	16,2	21,8	28,9	38,0	49,6	64,3	82,9	106	136			

Продолжение табл. 8.2

b_0	Нагруженная добротность $Q_н$ ВДР при отношении l/a													
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00
	$l_2/a=0{,}12$; $\varepsilon_2=9{,}6$													
0,00		1,74	2,30	3,08	4,13	5,49	7,22	9,42	12,2	15,7	20,1	32,7	52,8	84,2
0,01		1,78	2,35	3,16	4,23	5,61	7,38	9,61	12,4	16,0	20,5	33,2	53,4	85,1
0,02		1,81	2,41	3,24	4,33	5,74	7,55	9,83	12,7	16,3	20,9	33,9	54,5	86,9
0,03		1,86	2,47	3,32	4,44	5,88	7,72	10,0	13,0	16,7	21,4	34,6	55,5	88,6
0,04		1,90	2,54	3,40	4,55	6,02	7,89	10,2	13,2	17,0	21,8	35,4	56,7	90,4
0,05		1,94	2,60	3,49	4,66	6,16	8,08	10,5	13,5	17,4	22,3	36,1	58,0	92,3
0,06		1,98	2,66	3,58	4,77	6,30	8,26	10,7	13,8	17,8	22,8	36,9	59,2	94,2
0,08		2,08	2,80	3,75	5,00	6,60	8,65	11,2	14,5	18,6	23,8	38,5	61,7	98,4
0,10		2,18	2,93	3,94	5,24	6,91	9,05	11,7	15,1	19,4	24,8	40,2	64,4	102
0,15		2,44	3,30	4,43	5,88	7,75	10,1	13,1	16,8	21,6	27,6	44,6	71,5	113
0,20		2,73	3,70	4,96	6,58	8,65	11,2	14,6	18,8	24,1	30,7	49,6	79,2	126
0,25	2,21	3,04	4,12	5,53	7,33	9,63	12,5	16,2	20,8	26,7	34,1	54,9	87,8	139
0,30	2,45	3,37	4,58	6,14	8,13	10,6	13,8	17,9	23,0	29,5	37,7	60,7	97,0	154
0,40	2,96	4,10	5,57	7,46	9,88	12,9	16,8	21,7	28,0	35,8	45,6	73,6	117	
0,50	3,53	4,89	6,66	8,93	11,8	15,5	20,1	26,0	33,5	42,8	54,6	88,1		
0,60	4,14	5,75	7,84	10,5	13,9	18,3	23,8	30,8	39,6	50,7	64,7	104		
0,70	4,79	6,68	9,12	12,2	16,2	21,3	27,8	36,0	46,3	59,3	75,7	122		
0,80	6,48	7,67	10,4	14,1	18,7	24,6	32,1	41,6	53,6	68,7	87,8	141		
0,90	6,22	8,71	11,9	16,1	21,4	28,2	36,8	47,7	61,5	79,0	101			
1,00	7,00	9,82	13,5	18,2	24,2	32,0	41,8	54,3	70,0	90,0	115			

Окончание табл. 8.2

b_0	Нагруженная добротность $Q_н$ ВДР при отношении l/a													
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00
	$l_2/a=0{,}075$; $\varepsilon_2=14$													
0,00			2,10	2,80	3,75	4,99	6,57	8,58	11,1	14,3	18,3	29,7	47,7	76,7
0,01			2,15	2,87	3,84	5,10	6,71	8,76	11,3	14,5	18,6	30,2	48,5	77,1
0,02			2,20	2,94	3,93	5,22	6,86	8,95	11,5	14,9	19,0	30,9	49,5	78,7
0,03			2,26	3,01	4,03	5,34	7,02	9,14	11,8	15,2	19,4	31,5	50,9	80,3
0,04			2,31	3,09	4,13	5,47	7,18	9,35	12,0	15,5	19,9	32,2	51,6	82,0
0,05			2,37	3,17	4,22	5,59	7,34	9,55	12,3	15,8	20,3	32,8	52,6	83,6
0,06		1,82	2,42	3,24	4,33	5,72	7,50	9,76	12,6	16,2	20,7	33,5	53,7	85,5
0,08		1,90	2,54	3,40	4,53	5,99	7,85	10,2	13,1	16,9	21,6	34,9	55,9	89,0
0,10		1,99	2,66	3,57	4,75	6,27	8,21	10,6	13,7	17,6	22,5	36,4	58,3	92,7
0,15		2,22	2,99	4,01	5,32	7,01	9,16	11,8	15,3	19,6	25,1	40,4	64,6	102
0,20		2,48	3,34	4,48	5,95	7,82	10,2	13,2	17,0	21,8	27,8	44,9	71,6	113
0,25		2,75	3,72	4,99	6,62	8,70	11,3	14,6	18,8	24,1	30,8	49,6	79,2	125
0,30		3,05	4,13	5,53	7,33	9,63	12,5	16,2	20,8	26,7	34,0	54,8	87,4	138
0,40	2,67	3,69	5,01	6,71	8,90	11,6	15,2	19,6	25,2	32,3	41,2	66,3	105	
0,50	3,17	4,39	5,98	8,02	10,6	13,9	18,1	23,4	30,1	38,6	49,2	79,2	126	
0,60	3,71	5,15	7,03	9,44	12,5	16,4	21,4	27,7	35,6	45,6	58,1	93,9	149	
0,70	4,28	5,97	8,17	10,9	14,5	19,1	25,0	32,3	41,6	53,4	68,1	109		
0,80	4,90	6,85	9,38	12,6	16,8	22,1	28,8	37,4	48,2	61,8	78,9	127		
0,90	5,55	7,78	10,6	14,4	19,2	25,3	33,0	42,8	55,2	70,9	90,6			
1,00	6,23	8,76	12,0	16,3	21,7	28,7	37,5	48,7	62,8	80,7	103			

Таблица 8.3

b_0	Резонансный параметр $A_в/\lambda_р$ нагруженного ВДР при отношении l/a													
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00
						$l_2/a=0{,}5$, $\varepsilon_2=3{,}8$								
0,00	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	0,684
0,01	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	0,684
0,02	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	0,684
0,03	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	0,684
0,04	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	0,684
0,05	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	0,684
0,06	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	0,684
0,08	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	0,684
0,10	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	
0,15	0,707	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	
0,20	0,708	0,702	0,698	0,695	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	
0,25	0,710	0,703	0,699	0,695	0,693	0,691	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685	0,684	
0,30	0,712	0,705	0,700	0,696	0,694	0,691	0,690	0,688	0,687	0,687	0,686	0,685		
0,40	0,716	0,708	0,703	0,698	0,695	0,693	0,691	0,689	0,688	0,687	0,686	0,685		
0,50	0,721	0,712	0,705	0,700	0,697	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687			
0,60	0,725	0,715	0,708	0,702	0,698	0,695	0,693	0,691	0,689	0,688	0,687			
0,70	0,729	0,718	0,710	0,704	0,700	0,696	0,693	0,691	0,690	0,688				
0,80	0,733	0,721	0,713	0,706	0,701	0,697	0,694	0,692	0,690					
0,90	0,736	0,724	0,715	0,708	0,702	0,698	0,695	0,693	0,691					
1,00	0,740	0,726	0,716	0,709	0,703	0,699	0,696	0,693	0,691					

Продолжение табл. 8.3

b_0	Резонансный параметр $A_в/\lambda_р$ нагруженного ВДР при отношении l/a													
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00
						$l_2/a=0{,}2$, $\varepsilon_2=6{,}6$								
0,00		0,704	0,706	0,704	0,702	0,700	0,698	0,697	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,01		0,705	0,706	0,704	0,702	0,700	0,698	0,697	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,02		0,705	0,706	0,704	0,702	0,700	0,698	0,697	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,03		0,706	0,706	0,704	0,702	0,700	0,698	0,696	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,04		0,706	0,706	0,704	0,702	0,700	0,698	0,696	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,05		0,707	0,706	0,704	0,702	0,700	0,698	0,696	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,06		0,707	0,706	0,704	0,702	0,700	0,698	0,696	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,08		0,708	0,707	0,704	0,702	0,700	0,698	0,696	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,10	0,709	0,709	0,707	0,705	0,702	0,700	0,698	0,696	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,15	0,716	0,713	0,709	0,706	0,703	0,700	0,698	0,696	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	0,691
0,20	0,722	0,717	0,712	0,707	0,704	0,701	0,699	0,697	0,695	0,694	0,693	0,692	0,691	
0,25	0,728	0,720	0,714	0,709	0,705	0,702	0,699	0,697	0,696	0,694	0,693	0,692	0,691	
0,30	0,733	0,724	0,717	0,711	0,706	0,703	0,700	0,698	0,696	0,695	0,694	0,692	0,691	
0,40	0,744	0,731	0,722	0,715	0,709	0,705	0,702	0,699	0,697	0,696	0,694	0,693		
0,50	0,753	0,738	0,727	0,718	0,712	0,707	0,703	0,700	0,698	0,696	0,695	0,693		
0,60	0,762	0,744	0,731	0,722	0,714	0,709	0,705	0,702	0,699	0,697	0,696			
0,70	0,769	0,750	0,735	0,725	0,717	0,711	0,706	0,703	0,700	0,698	0,696			
0,80	0,776	0,755	0,739	0,728	0,719	0,713	0,708	0,704	0,701	0,698	0,697			
0,90	0,783	0,760	0,743	0,731	0,721	0,714	0,709	0,705	0,702	0,699	0,697			
1,00	0,788	0,764	0,746	0,733	0,723	0,716	0,710	0,706	0,702	0,700	0,697			

Продолжение табл. 8.3

b_0	Резонансный параметр $A_в/\lambda_р$ нагруженного ВДР при отношении l/a													
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00
						$l_2/a=0{,}12$, $\varepsilon_2=8{,}6$								
0,00		0,708	0,712	0,712	0,711	0,708	0,706	0,704	0,703	0,701	0,700	0,699	0,697	0,697
0,01		0,708	0,713	0,712	0,711	0,708	0,706	0,704	0,703	0,701	0,700	0,699	0,697	0,697
0,02		0,709	0,713	0,712	0,710	0,708	0,706	0,704	0,703	0,701	0,700	0,699	0,697	0,697
0,03		0,710	0,713	0,712	0,710	0,708	0,706	0,704	0,702	0,701	0,700	0,698	0,697	0,697
0,04		0,711	0,713	0,712	0,710	0,708	0,706	0,704	0,702	0,701	0,700	0,698	0,697	0,697
0,05		0,712	0,714	0,712	0,710	0,708	0,706	0,704	0,702	0,701	0,700	0,698	0,697	0,697
0,06		0,713	0,714	0,713	0,710	0,708	0,706	0,704	0,702	0,701	0,700	0,698	0,697	0,697
0,08		0,715	0,715	0,713	0,710	0,708	0,706	0,704	0,702	0,701	0,700	0,698	0,697	0,697
0,10		0,717	0,716	0,713	0,711	0,708	0,706	0,704	0,702	0,701	0,700	0,698	0,697	0,697
0,15		0,722	0,719	0,715	0,711	0,708	0,706	0,704	0,702	0,701	0,700	0,698	0,697	0,697
0,20		0,727	0,722	0,717	0,713	0,709	0,707	0,704	0,703	0,701	0,700	0,698	0,697	0,697
0,25	0,739	0,732	0,725	0,719	0,714	0,710	0,707	0,705	0,703	0,701	0,700	0,699	0,697	0,697
0,30	0,746	0,736	0,728	0,721	0,716	0,711	0,708	0,705	0,703	0,702	0,701	0,699	0,698	0,697
0,40	0,760	0,745	0,734	0,725	0,719	0,714	0,710	0,707	0,704	0,703	0,701	0,699	0,698	
0,50	0,771	0,753	0,740	0,730	0,722	0,716	0,712	0,708	0,706	0,703	0,702	0,700		
0,60	0,782	0,761	0,745	0,734	0,725	0,719	0,714	0,710	0,707	0,704	0,703	0,700		
0,70	0,791	0,767	0,750	0,738	0,728	0,721	0,715	0,711	0,708	0,705	0,703	0,700		
0,80	0,799	0,773	0,755	0,741	0,731	0,723	0,717	0,712	0,709	0,706	0,704	0,700		
0,90	0,807	0,779	0,759	0,744	0,733	0,725	0,718	0,713	0,710	0,707	0,704			
1,00	0,814	0,784	0,763	0,747	0,735	0,726	0,720	0,714	0,710	0,707	0,705			

Окончание табл. 8.3

b_0	Резонансный параметр $A_в/\lambda_р$ нагруженного ВДР при отношении l/a													
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00
						$l_2/a=0{,}075$, $\varepsilon_2=14$								
0,00			0,720	0,721	0,719	0,716	0,714	0,712	0,710	0,708	0,707	0,705	0,704	0,703
0,01			0,720	0,721	0,719	0,716	0,714	0,712	0,710	0,708	0,707	0,705	0,704	0,703
0,02			0,721	0,721	0,719	0,716	1,714	0,711	0,709	0,708	0,707	0,705	0,703	0,703
0,03			0,721	0,721	0,719	0,716	0,713	0,711	0,709	0,708	0,707	0,705	0,703	0,703
0,04			0,721	0,721	0,718	0,716	0,713	0,711	0,709	0,708	0,706	0,705	0,703	0,703
0,05			0,722	0,721	0,718	0,716	0,713	0,711	0,709	0,708	0,706	0,705	0,703	0,703
0,06		0,720	0,722	0,721	0,718	0,716	0,713	0,711	0,709	0,708	0,706	0,705	0,703	0,703
0,08		0,722	0,723	0,721	0,719	0,716	0,713	0,711	0,709	0,708	0,706	0,705	0,703	0,703
0,10		0,725	0,725	0,722	0,719	0,716	0,713	0,711	0,709	0,708	0,706	0,704	0,703	0,703
0,15		0,731	0,728	0,724	0,720	0,716	0,713	0,711	0,709	0,708	0,706	0,704	0,703	0,703
0,20		0,736	0,731	0,726	0,721	0,717	0,714	0,711	0,709	0,708	0,706	0,705	0,703	0,703
0,25		0,742	0,735	0,728	0,723	0,718	0,715	0,712	0,710	0,708	0,707	0,705	0,703	0,703
0,30		0,747	0,738	0,730	0,724	0,719	0,716	0,713	0,710	0,708	0,707	0,705	0,704	0,703
0,40	0,773	0,757	0,745	0,735	0,728	0,722	0,718	0,714	0,711	0,709	0,708	0,705	0,704	
0,50	0,786	0,766	0,751	0,740	0,731	0,725	0,720	0,716	0,713	0,710	0,708	0,706	0,704	
0,60	0,798	0,774	0,757	0,744	0,735	0,727	0,722	0,717	0,714	0,711	0,709	0,706	0,704	
0,70	0,808	0,782	0,763	0,748	0,738	0,730	0,723	0,719	0,715	0,712	0,710	0,707		
0,80	0,818	0,789	0,768	0,752	0,741	0,732	0,725	0,720	0,716	0,713	0,710	0,707		
0,90	0,826	0,795	0,772	0,756	0,743	0,734	0,727	0,721	0,717	0,714	0,711			
1,00	0,834	0,800	0,776	0,759	0,746	0,736	0,728	0,722	0,718	0,714	0,712			

8.5. РАСПРЕДЕЛЕННАЯ СВЯЗЬ ОТКРЫТОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВОЛНОВОДОМ

Диэлектрические резонаторы с азимутальными колебаниями имеют значительные размеры, и при возбуждении их диэлектрическими волноводами определяющую роль играет пространственно распределенный характер связи. Особенность этой связи обусловлена также густым спектром ДР АК, в силу чего полное описание явлений взаимодействия ДР АК с диэлектрическим волноводом требует учета связи по типам колебаний резонатора. Первые результаты электродинамического анализа свободных и вынужденных колебаний в высокодобротной системе ДВ—ДР АК (рис. 8.11,*а*) получены [83] методом интегральных уравнений. Основное допущение, принятое при решении задачи, заключается в том, что предполагается отсутствие вариаций поля в направлении продольной оси дискового ДР, т. е. используется двумерная модель резонатора. Расчет проводится для *H*-волн ДВ при гармонической зависимости их от времени. Исследуемый ОДР АК представляется объемно распределенными токами поляризации, а взаимное влияние ДВ и ДР учитывается концепцией самосогласованного поля. При этом реакцию переотражающихся между ДВ и ДР плоских волн на каждое из тел системы можно записать в явном виде, воспользовавшись методом разделения переменных.

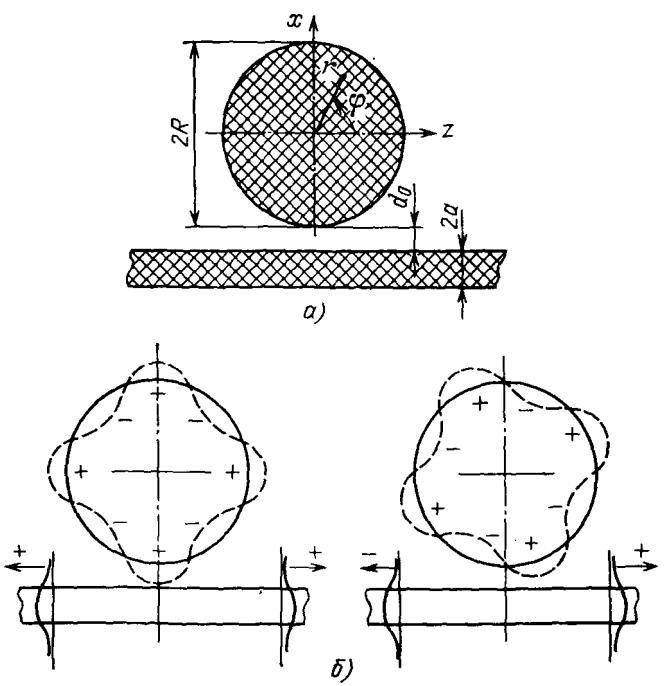


Рис. 8.11. Структура ДВ — ОДР (*а*) и иллюстрация расщепления в ней колебаний резонатора (*б*)

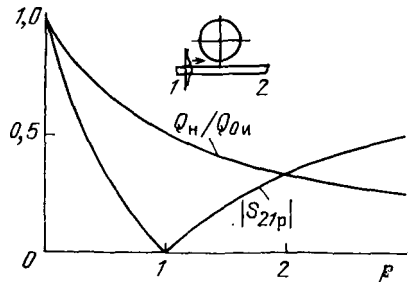


Рис. 8.12. Зависимости модуля элемента $S_{21р}$ матрицы рассеяния и отношения добротностей $Q_н/Q_{0и}$ от параметра связи p

Найденные в соответствии с подходом [83] особенности распределенной связи ОДР АК с диэлектрическим волноводом состоят в следующем:

1. Каждое из двух вырожденных собственных колебаний азимутально однородного ДР в азимутально неоднородной системе ДР—ДВ расщепляется на два разных колебания, четное и нечетное, относительно плоскости симметрии, проходящей через продольную ось резонатора перпендикулярно волноводу (см. рис. 8.11).

2. Физические представления о переотражающихся плоских волнах позволяют сделать вывод о том, что наиболее эффективное взаимодействие резонатора с волноводом достигается при условии фазового синхронизма возбуждающей поверхностной волны ДВ и возбуждаемой азимутальной волны ДР. На практике реализовать условие фазового синхронизма можно различными способами: изменением расстояния d_0 между ДР и ДВ (см. рис. 8.11,*а*), вариацией параметров волновода (толщины $2d$ или проницаемости $\varepsilon_в$), изменением режима работы самого ДР (например, уменьшением или увеличением азимутального порядка n колебаний).

3. Благодаря распределенному характеру связи ОДР АК с ДВ появляется возможность направленной передачи энергии через участок связи аналогично тому, как это имеет место в направленных ответвителях на ДВ. При возбуждении ДР бегущей замедленной волной ДВ режим работы резонатора и устройства в целом близок к режиму бегущей волны [19]. Если ОДР АК расположен между входным и выходным диэлектрическими волноводами, то передача энергии со входа на выход осуществляется через два участка распределенной связи, что позволяет реализовать полосно-пропускающий направленный фильтр.

4. Вследствие связи ОДР АК с ДВ нагруженная добротность резонатора $Q_н$ уменьшается примерно в $(1+p)$ раз по сравнению с добротностью $Q_{0и}$, определяемой с учетом тепловых потерь и потерь на излучение в свободное пространство, т. е. $Q_{0и}^{-1}=Q_0^{-1}+Q_и^{-1}$. При этом параметр p однозначно связан с элементами волновой матрицы рассеяния волноводного узла с ДР. Например, при распределенной связи ОДР АК с одиночным ДВ элемент волновой матрицы рассеяния

$$S_{21} \approx \frac{1-p+j\xi_n}{1+p+j\xi_n}, \qquad (8.41)$$

где ξ_n — обобщенная расстройка ДР АК. На рис. 8.12 показаны

зависимости $|S_{21р}|$ и $Q_н/Q_{0н}$ от параметра p. Значениям $p<1$ соответствует связь меньше критической, $p=1$ — критическая связь (при этом $S_{21р}=0$), $p>1$ — связь больше критической.

Глава девятая

ВЗАИМНАЯ СВЯЗЬ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Реализация требуемых характеристик частотной избирательности устройств с ДР в большинстве случаев возможна при использовании многорезонаторных структур. В них наблюдаются явления расщепления резонансных частот ДР и асимметрии АЧХ, которые зависят от расстояния между резонаторами, степени их связи друг с другом и с подводящими линиями передачи. Теоретическое и экспериментальное исследования закономерностей этих явлений необходимы как для развития схемотехнических решений устройств с диэлектрическими резонаторами, так и для создания методов их инженерного расчета. Важнейшие свойства электродинамических систем (ЭС) с связанными ДР НК, ВДР и ОДР АК рассматриваются в данной главе.

9.1. ПАРАМЕТРЫ ВЗАИМНОЙ СВЯЗИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

В электродинамической системе, содержащей два взаимно связанных ДР, колебания в одном резонаторе оказывают влияние на другой резонатор. При этом характеристики такой ЭС существенно отличаются от характеристик одиночных резонаторов. Важнейшим свойством системы связанных ДР является эффект расщепления резонансных частот ДР, аналогичный известным явлениям в других связанных колебательных системах [135]. Появившиеся в результате расщепления частоты связи существенно зависят от параметров каждого ДР, расстояния между ними и степени связи резонаторов с подводящими линиями передачи. Существует несколько подходов к определению параметров взаимной связи ДР, которые вычисляют, пользуясь различными методами.

Один из традиционно используемых подходов основан на определении коэффициента взаимной связи резонаторов, исходящем из частотных представлений. В общем случае для двухзвенной структуры типа полосно-пропускающего фильтра при сильной взаимной связи резонаторов коэффициент этой связи [135]

$$k_с = \left[\left(\frac{f_1 - f_2}{f_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{вн}}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad (9.1)$$

где f_1, f_2 — частоты связи, на которых коэффициент отражения или передачи фильтра имеет экстремальные значения; f_0 — центральная частота, связанная с f_1 и f_2 простым соотношением $f_0 = (f_1+f_2)/2$; Q_0 и $Q_{вн}$ — соответственно собственная и внешняя добротности резонаторов.

Для частного случая собственных связанных колебаний ($Q_{вн}\to\infty$) в пренебрежении диссипативными потерями ($Q_0\to\infty$) резонаторов из (9.1) следует соотношение

$$k_c = (f_1 - f_2)/f_0, \tag{9.2}$$

используемое обычно при расчетах коэффициентов связи резонаторов. Применительно к ДР НК расчет коэффициентов связи путем вычислений f_1 и f_2 основан на использовании методов частичных областей [144], интегральных уравнений [139], возмущений [145]. При этом частоты связи соответствуют решениям уравнений для синфазных и противофазных колебаний в ДР.

В ряде работ по связанным ДР НК используется определение коэффициента связи по аналогии с известным из теории цепей. При этом резонаторы представляются эквивалентными контурами, каждый из которых имеет индуктивность L, последовательно соединенную с ней емкость C и резонансную частоту $f_р$. Для одинаковых ДР коэффициент связи [65]

$$k_c = L_м/L = u_2 I_1/(2\omega W_1), \tag{9.3}$$

где $L_м$ — взаимная индуктивность между контурами; ω — круговая частота; $W_1 = (1/2)LI^2_1$ — энергия, запасенная в первом контуре; I_1 — ток, протекающий в первом контуре; U_2 — напряжение, индуктируемое во втором контуре током I_1. Нахождение коэффициента связи согласно (9.3) осуществляется путем вычисления параметров U_2, I_1, W_1 применительно к различным модельным представлениям диэлектрических резонаторов. Одним из них является магнитное дипольное представление (8.5). При этом формула (9.3) принимает вид [65]

$$k_c = \mu_0 H_2 p_{m1}/2W_1, \tag{9.4}$$

где μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость вакуума; p_{m1} — магнитный момент первого ДР; H_2 — поле, обусловленное моментом p_{m1} во втором резонаторе. При соизмеримости размеров ДР с размерами линии передачи вместо магнитного момента целесообразно использовать понятие плотности магнитного момента [146] либо объемной плотности тока ДР НК [147]. В последнем случае формула для коэффициента связи имеет вид

$$k_c = \frac{j\int_U \mathbf{E}_2 \mathbf{J}_1\, dU}{2\omega W_1}, \tag{9.5}$$

где $\mathbf{E}_2$ — напряженность электрического поля, создаваемого в месте расположения второго ДР объемной плотностью тока $\mathbf{J}_1$ первого ДР. При расчетах эта плотность тока заменяется током

поляризации (8.7). При этом получают [145, 147] соотношения для коэффициентов связи ДР с учетом неоднородности распределения поля СВЧ по объему $U_д$ резонатора.

Наряду с определениями коэффициентов связи, исходя из частотных представлений или теории цепей, представляет интерес введение обобщенных коэффициентов связи диэлектрических резонаторов. Обобщенный коэффициент связи K_c связан с традиционно используемым k_c согласно (9.1) или (9.3) соотношением

$$K_c = k_c Q_0, \tag{9.6}$$

т. е. он больше k_c в Q_0 раз аналогично тому, как обобщенная расстройка резонатора ξ обычно определяется в виде произведения Q_0 на относительную расстройку $\nu = (f/f_р) - (f_р/f)$. Обобщенный коэффициент связи резонаторов, численно совпадающий с (9.6), может быть введен также из энергетических или полевых представлений. В первом случае для двух одинаковых резонаторов $K_c = Q_0/Q_{св}$, где $Q_{св}$ — добротность взаимной связи резонаторов. При полевом подходе учитывается, что влияние резонаторов друг на друга обусловлено излучаемыми ими полями, а резонаторы могут иметь различные параметры. При этом частичный коэффициент взаимной связи i-го и $i+1$-го резонаторов $K_{i,i+1}$ в полевом представлении аналогично (8.9) определяется как отношение амплитуды поля излучения i-го резонатора, которая пересчитана в область расположения резонатора $i+1$, к амплитуде собственного невозмущенного поля линии передачи в этом месте при отсутствии в нем резонатора $i+1$. Аналогично определяется коэффициент взаимной связи $i+1$- и i-го резонаторов $K_{i+1,i}$. При вычислении этих коэффициентов связи используют собственные параметры ненагруженных резонаторов и амплитуды невозмущенных СВЧ-полей в местах их расположения. Полный обобщенный коэффициент взаимной связи двух различных резонаторов

$$K_c = \sqrt{K_{i,i+1} K_{i+1,i}}, \tag{9.7}$$

где при вычислении частичных коэффициентов учтена суперпозиция составляющих полей излучения по осям координат (x, y, z) и по числу n учитываемых типов волн. В общем случае этот учет включает в себя как распространяющиеся, так и нераспространяющиеся типы волн. Принципиальное отличие коэффициентов взаимной связи по нераспространяющимся волнам состоит в том, что они являются реактивными величинами (при отсутствии потерь в стенках линий передачи между ДР), убывающими по мере увеличения расстояния между резонаторами. Взаимная связь ДР по полям распространяющихся волн определяется связью каждого из резонаторов с линией передачи и зависит от расстояния между ними по закону $\exp(-j\chi_z z_{12})$, где χ_z — продольное волновое число распространяющейся волны.

В реальных структурах используется режим вынужденных колебаний связанных ДР. При этом к числу параметров, характеризующих ЭС, относятся также ее коэффициенты отражения и

передачи. Найти эти параметры можно различными методами. Применительно к структуре с ВДР ЗВ коэффициенты отражения и передачи могут быть найдены методом частичных областей или матричными методами [6]. Характеристики двухрезонаторной ЭС с ДР НК находятся с использованием энергетического метода в сочетании с представлением каждого ДР через токи поляризации [148]. Эффективным методом нахождения закономерностей передачи и отражения многорезонаторных систем является алгоритм [123], использующий концепцию самосогласованного поля и одно из трех возможных представлений ДР как неоднородностей, характеризуемых через: магнитные и электрические моменты, поляризационные магнитные и электрические токи или распределения электромагнитных полей на их поверхностях. Указанный алгоритм аналогичен изложенному выше применительно к однорезонаторным ЭС и позволяет найти аналитические выражения для характеристик передачи и отражения ЭС с любым числом ДР. При этом находимые выражения представляются в терминах обобщенных коэффициентов связи, введенных из полевых представлений. Благодаря использованию коэффициентов связи эти выражения описывают общие закономерности изменения формы, вносимых потерь, отражения и неравномерности затухания различных устройств с ДР: полосовых и режекторных фильтров, частотно-разделительных устройств и др. Моделирование закономерностей в терминах коэффициентов связи резонаторов друг с другом и с подводящими линиями передачи позволяет в ряде случаев распространить получаемые решения на резонансные ЭС с различными видами резонаторов: ДР НК, ВДР ЗВ, гиромагнитными и др. Для практики важно то, что эти решения учитывают естественным образом диссипативные потери в резонаторах и позволяют решать задачи оптимального параметрического синтеза устройств с ДР [149, 150]. Переход от требуемых по результатам такого синтеза значений коэффициентов связи к параметрам резонаторов, используемых линий и расстояний между ними осуществляется с использованием соотношений для коэффициентов связи, полученных любыми методами, либо экспериментально найденных зависимостей коэффициентов связи от параметров исследуемых систем. В последующих разделах будут приведены характеристики различных диэлектрических структур, полученные с использованием указанного алгоритма и представления результатов в терминах обобщенных коэффициентов связи.

9.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХРЕЗОНАТОРНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В СОГЛАСОВАННОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Улучшение параметров заграждающих фильтров на основе ДР обычно осуществляют созданием многорезонаторных структур в виде цепочки резонаторов, расположенных вдоль согласованной линии передачи. Рассмотрим особенности явлений, наблюдающихся в таких ЭС на примере системы двух цилиндрических

ДР НК, связанных с согласованным прямоугольным волноводом по поперечной составляющей СВЧ магнитного поля и расположенных на расстоянии z_{21} друг от друга.

При малых расстояниях между ДР вдоль волновода имеет место их взаимная связь по нераспространяющимся высшим типам волн. Учет этой связи можно выполнить, используя для решения задачи о характеристиках структуры алгоритм [123]. Рассматриваемая структура является частным случаем описанной в [123] обобщенной модели. При этом число членов диагональных элементов матрицы $[G]$ [123] берем равным одному, соответствующему распространяющейся волне основного типа H_{10}. Недиагональные элементы этой же матрицы представляем в виде совокупности двух слагаемых, первое из которых отражает взаимную связь ДР по распространяющейся волне, а второе учитывает их связь по нераспространяющимся волнам высших типов. Степень этой взаимной связи количественно учтем коэффициентом $K_c = \sum_{j=2}^{n} K_j$ в виде суммы коэффициентов связи по нераспространяющимся высшим типам волн волновода, которые могут быть возбуждены ДР. Например, если оба ЦДР расположены в центре прямоугольного волновода и ориентированы своими торцевыми поверхностями параллельно узким стенкам волновода, то расчет K_c можно провести по формуле:

$$K_c = \frac{\sqrt{m_{x1} m_{x2}}}{ab}\left[\sum_{m=3,5,7\cdots} \chi_{m0} \exp(-\chi_{m0} z_{12}) + 2 \sum_{m=3,5\cdots} \sum_{m=2,4\cdots} \frac{\chi_{m0}^2}{\chi_{mn}} \exp(-\chi_{mn} z_{12})\right], \quad (9.8)$$

где $\chi_{mn} = \pi \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 - \left(\frac{2}{\lambda_p}\right)^2}$, $\chi_{m0} = \pi \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 - \left(\frac{2}{\lambda_p}\right)^2}$.

Для каждого (1 или 2) из рассматриваемых ЦДР с колебаниями $H_{01\delta}$ параметр

$$m_x = \frac{1{,}18\, U_д D^2 \varepsilon_p Q_0 F^2}{\lambda_p^2 G}. \quad (9.9)$$

Обозначения величин, входящих в (9.9), аналогичны (8.9). Число учитываемых членов рядов в формуле (9.8) связано с точностью расчета и зависит от расстояния между резонаторами. Иллюстрацией этому служат зависимости, приведенные на рис. 9.1 для различного числа учитываемых при расчете высших типов волн. Сходимость ряда (9.8) по n более быстрая, чем по m.

Большие значения K_c при малых расстояниях z_{12} существенно влияют на характеристики передачи и отражения двухрезонаторной структуры. Формулы для этих характеристик несложно найти, пользуясь указанным выше алгоритмом. Для случая одинаковых связей каждого ДР с линией передачи $K_{x1} = K_{x2} = K$, оди-

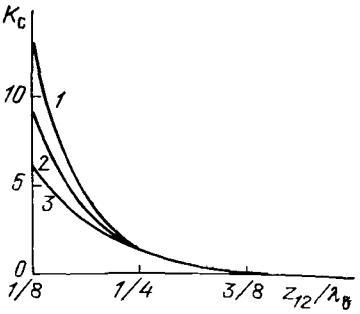


Рис. 9.1. Зависимости коэффициента взаимной связи K_c от расстояния между ЦДР для различного числа учитываемых при расчете нераспространяющихся высших типов волн. Параметры системы:

a=28 мм; b=13 мм; $f_р$=9,26 ГГц; D=4 мм; L=1,7 мм; $\varepsilon_р$=81; Q_0=800; *1* — при m=3, 5, 7, 9, 11, 13 и n=2, 4; *2* — при m=3, 5 и n=2, 4; *3* — при m=3 и n=2

наковых добротностей и резонансных частот $\xi_1=\xi_2=\xi$, а также в приближении $K_y=0$ коэффициенты отражения и прохождения равны [151]:

$$\Gamma=-\{2K(\cos^2\Theta_{12}+K\sin^2\Theta_{12})+\xi K\sin 2\Theta_{12}+2KK_c\sin\Theta_{12}+$$
$$+j[2\xi K\cos^2\Theta_{12}-K(1+K)\sin 2\Theta_{12}+$$
$$+2KK_c\cos\Theta_{12}]\}\Delta^{-1}; \qquad (9.10)$$
$$T=\{(1-\xi^2+2KK_c\sin\Theta_{12}+K^2_c)\cos\Theta_{12}+2\xi\sin\Theta_{12}+$$
$$+j[2\xi\cos\Theta_{12}-(1-\xi^2+2KK_c\sin\Theta_{12}+K^2_c)\sin\Theta_{12}]\}\Delta^{-1},$$

где $\Delta=(1+K)^2-K^2\cos 2\Theta_{12}+2KK_c\sin\Theta_{12}+K^2_c-\xi^2+j[2\xi(1+K)+K^2\sin 2\Theta_{12}+2KK_c\cos\Theta_{12}]$, $\Theta_{12}=\chi_z z_{12}$. На рис. 9.2 и рис. 9.3 показаны АЧХ коэффициентов отражения и передачи двухрезонаторной ЭС для нескольких расстояний между ДР. При этом, наряду со сплошными расчетными линиями, точками отмечены результаты эксперимента. Из-за связи по нераспространяющимся высшим типам волн имеет место расщепление и сдвиг резонансных частот системы. При этом затухания на частотах связи в общем случае отличны друг от друга за исключением случая, когда $\Theta_{12}=90°$. При $\Theta_{12}<90°$ затухание на нижней частоте связи меньше, чем на верхней, а при $180°>\Theta_{12}>90°$ — наоборот. На склонах АЧХ коэффициентов отражения и передачи имеют место изменения крутизны и экстремумы коэффициента отражения, обусловленные фазовыми соотношениями при суперпозиции волн, рассеиваемых каждым резонатором с учетом вклада в эти соотношения фазового набега на участке волновода между резонаторами. При $\Theta_{12}<90°$ экстремум расположен на нижерезонансном склоне АЧХ коэффициента отражения, где крутизна склона выше, а при $180°>\Theta_{12}>90°$ — на вышерезонансном склоне. При $\Theta_{12}=90°$ и $\Theta_{12}=180°$ АЧХ почти симметричны. Влияние связи K_c на форму характеристик отражения и передачи уменьшается с увеличением расстояния между резонаторами и им можно пренебречь на расстояниях больше $\lambda_в/2$. На больших расстояниях между ДР, где $K_c=0$, характеристики структуры зависят от связи ДР по распространяющейся волне основного типа. Формулы для

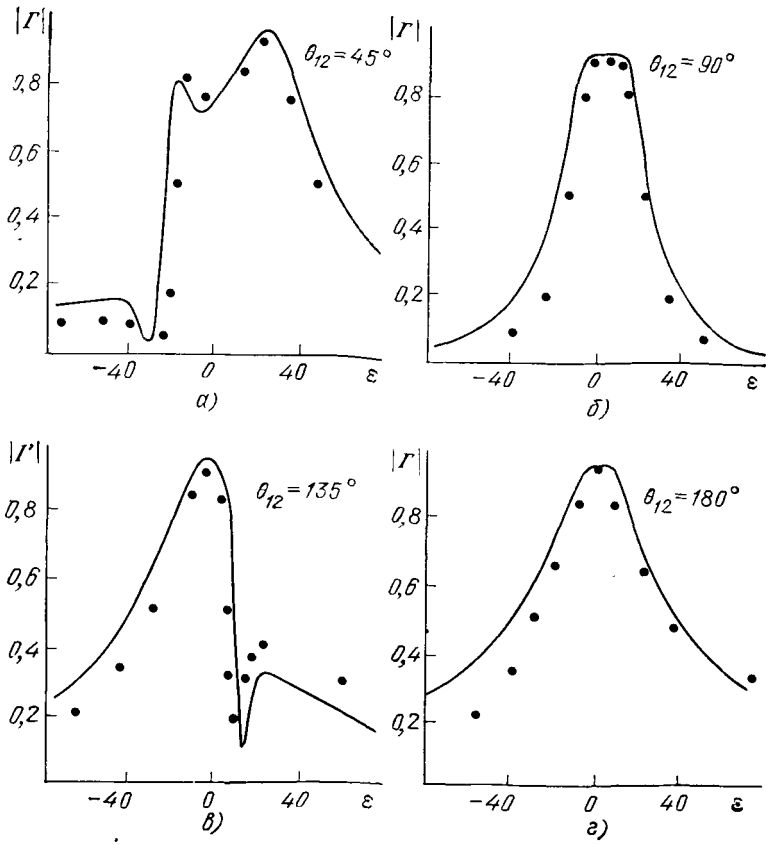


Рис. 9.2. Амплитудно-частотные характеристики коэффициента отражения двухрезонаторной структуры в прямоугольном волноводе.

Параметры системы: a=28 мм; b=13 мм; $f_р$=9,26 ГГц; D=4 мм; L=1,7 мм; $\varepsilon_р$=81; Q_0=800

коэффициентов отражения и прохождения, описывающие эти зависимости, имеют вид

$$\Gamma = -\{(K_{x1}+K_{x2}\cos 2\Theta_{12}) + 2K_{x1}K_{x2}\sin^2\Theta_{12} + \\ + K_{x2}\xi_1 \sin 2\Theta_{12} + j[\xi_2 K_{x1} + \xi_1 K_{x2}\cos 2\Theta_{12} - \\ - K_{x2}(1-K_{x1})\sin 2\Theta_{12}]\}\Delta^{-1}; \qquad (9.11)$$

$$T = \{(1-\xi_1\xi_2)\cos\Theta_{12} + (\xi_1+\xi_2)\sin\Theta_{12} + j[(\xi_1+\xi_2)\cos\Theta_{12} - \\ - (1-\xi_1\xi_2)\sin\Theta_{12}]\}\Delta^{-1},$$

где $\Delta = 1+K_{x1}+K_{x2}-\xi_1\xi_2 + 2K_{x1}K_{x2}\sin^2\Theta_{12} + j[\xi_1(1+K_{x1}) + \xi_2(1+K_{x2}) + K_{x1}K_{x2}\sin 2\Theta_{12}]$. Коэффициент связи K_x при этом можно рассчитать по формуле (8.9) применительно к каждому ДР.

Связь резонаторов только по распространяющейся волне основного типа в согласованной линии передачи не приводит к расщеплению резонансной частоты системы двух ДР. По мере роста

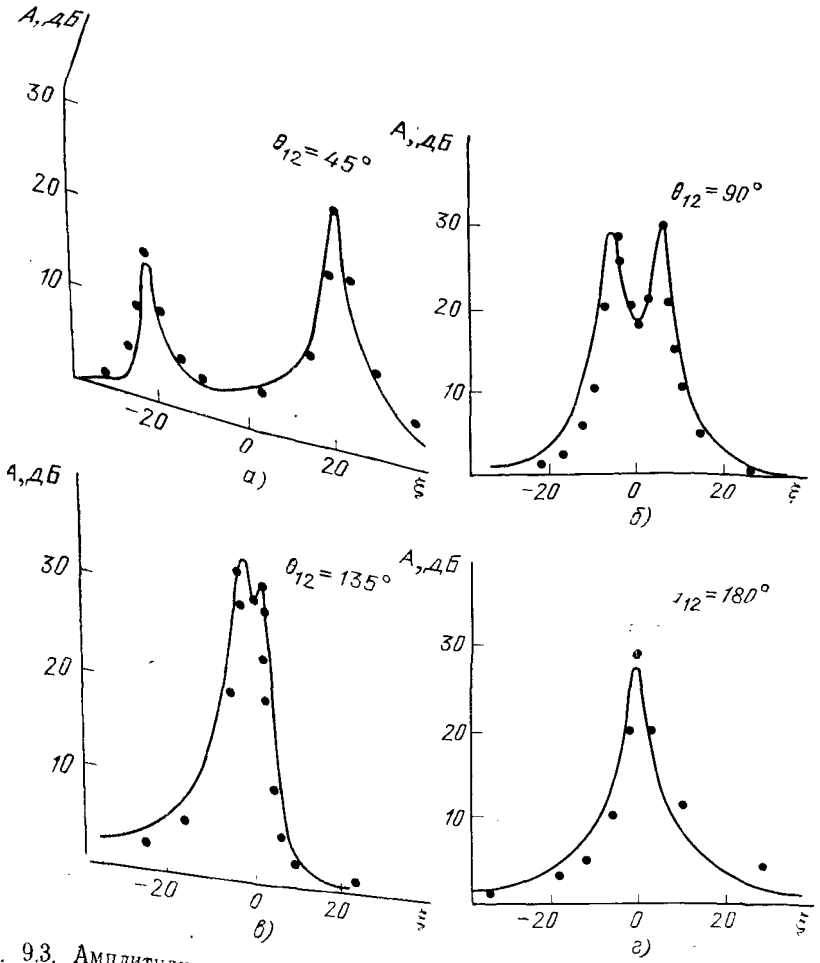


Рис. 9.3. Амплитудно-частотные характеристики коэффициента передачи двухрезонаторной структуры в прямоугольном волноводе. Параметры системы те же, что и на рис. 9.2

Θ_{12}, начиная с $\Theta_{12}=180°$, имеют место периодически повторяемые изменения крутизны склонов АЧХ выше и ниже резонансной частоты системы. Близкие к симметричным АЧХ коэффициентов передачи и отражения получаются при расстояниях, несколько превышающих $\Theta_{12}=270°$. Далее с увеличением Θ_{12} крутизна вышерезонансного склона АЧХ коэффициента передачи становится больше, чем нижерезонансного, при этом на вышерезонансном склоне АЧХ коэффициента отражения возможно наличие экстремального пика, аналогичного показанному на рис. 9.2,*в*. При $360°>\Theta_{12}>450°$ увеличение крутизны склонов АЧХ и появление экстремального пика коэффициента отражения наблюдается на частотах, аналогично показанным на рис. 9.2,*а*, рис. 9.3,*а*, ниже резонансного значения.

Характеристики отражения и передачи в точке резонанса определяются параметрами K_x и Θ_{12}. Представляет интерес выясне-

ние зависимостей этих характеристик от расстояния Θ_{12}. В случае равных связей $K_{x1}=K_{x2}=K_x$ затухание максимально при Θ_{12}, соответствующих нечетному числу значений $\lambda_в/4$ (четвертьволновой связи) и минимально — при расстояниях, кратных целым значениям $\lambda_в/2$ (полуволновой связи). Различие вносимых затуханий при четвертьволновой и полуволновой связях увеличивается с ростом значений K_x. Коэффициент отражения в точке резонанса минимален при четвертьволновой связи, что обусловлено частичной компенсацией волн, отраженных резонаторами. Различие коэффициентов отражения в точке резонанса при четвертьволновой и полуволновой связях зависит от значений коэффициентов связи K_x.

Пользуясь формулами (9.11), применительно к четвертьволновой и полуволновой связям резонаторов находим такие соотношения:

при $z_{12}=(2n-1)\lambda_в/4$, $n=2, 3, \ldots$

$$\Gamma=-[K_{x1}(1+2K_{x2})-K_{x2}+j(K_{x1}\xi_2-K_{x2}\xi_1)]\Delta^{-1}, \qquad (9.12)$$

$$T=[\xi_1+\xi_2+j(1-\xi_1\xi_2)]\Delta^{-1},$$

где $\Delta=1+K_{x1}+K_{x2}+2K_{x1}K_{x2}-\xi_1\xi_2+j[\xi_1(1+K_{x2})+\xi_2(1+K_{x1})]$;

при $z_{12}=n\lambda_в/2$, $n=2, 3, \ldots$

$$\Gamma=-[K_{x1}+K_{x2}+j(K_{x1}\xi_2+K_{x2}\xi_1)]\Delta^{-1},$$

$$T=-[1-\xi_1\xi_2+j(\xi_1+\xi_2)]\Delta^{-1}, \qquad (9.13)$$

где $\Delta=1+K_{x1}+K_{x2}-\xi_1\xi_2+j[\xi_1(1+K_{x2})+\xi_2(1+K_{x1})]$.

Из (9.12) следует, что в точке $\xi=0$ коэффициент отражения равен нулю при таком соотношении между коэффициентами связи:

$$K_{x1}=K_{x2}/(1+2K_{x2}). \qquad (9.14)$$

При этом отражения от первого и второго резонаторов компенсируют друг друга вследствие равенства амплитуд отраженных волн и их сдвига по фазе на 180°. Полная либо частичная компенсация отражений, имеющая место в точке резонанса рассматриваемой системы, обусловливает возможный двугорбый характер АЧХ коэффициента отражения. Реактивный характер коэффициентов отражения каждого из резонаторов на склонах АЧХ и трансформирующие свойства $3\lambda_в/4$-отрезка линии передачи не позволяют компенсировать отражения от ДР при расстройке их в области резонанса.

При четвертьволновой связи ДР затухание энергии в точке $\xi=0$ и крутизна склонов АЧХ близки к максимально реализуемым. Особенности характеристик двухрезонаторной ЭС при $\xi=0$ и полуволновой связи состоят в том, что ее интегральный эффект затухания и отражения такой же, как у однорезонаторной структуры с коэффициентом связи $K=K_{x1}+K_{x2}$.

Рассмотрим особенности взаимной связи вырожденных колебаний в одном и том же ДР через поперечную и продольную составляющие СВЧ магнитного поля волны H_{10} в прямоугольном

волноводе [152]. При этом исследуемая электродинамическая система представляет собой ДР в форме шара (ДРШ), расположенный в согласованном прямоугольном волноводе в таком его месте, где невозмущенное СВЧ магнитное поле волны H_{10} поляризовано по кругу, т. е. имеет две составляющие H_x и H_z с равными амплитудами и сдвинутыми по фазе и в пространстве на 90°. Каждая из этих составляющих в ДРШ возбуждает низшее магнитное колебание H_{101}. Для каждого из этих двух возбуждаемых колебаний ДРШ с высокой ε_p может быть представлен как неоднородность, характеризуемая через распределение ее полей на поверхности шара либо через магнитный момент $\mathbf{p}_m$, связанный с магнитным поляризационным током $\mathbf{J}_m$ известным соотношением $\mathbf{J}_m = j\omega\mathbf{p}_m$.

При анализе структуры должна учитываться взаимная связь двух колебаний H_{101} через составляющие полей H_x и H_z, связь между которыми, в свою очередь, вытекает из решения уравнений Максвелла. Учитывая только резонансную связь двух ортогональных колебаний друг с другом и с волноводом, согласно алгоритму [123] нетрудно получить следующие соотношения для коэффициентов отражения и прохождения ЭС с одним ДРШ, расположенным в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля волновода:

$$\Gamma = 2K^2\Delta^{-1};\ T = -[2\xi - j(1-\xi^2)]\Delta^{-1};$$
$$\Delta = (1+K)^2 + K^2 - \xi^2 + j2\xi(1+K), \qquad (9.15)$$

где K — коэффициент связи резонатора с волноводом по поперечной или продольной составляющей поля волновода. Этот коэффициент можно вычислить, пользуясь формулой (8.25) для случая расположения ДРШ в области круговой поляризации магнитного поля.

На рис. 9.4 приведены АЧХ коэффициентов отражения и прохождения исследуемой системы на основе прямоугольного волновода сечением 23×10 мм^2 и ДР в форме шара диаметром 3,58 мм из материала с $\varepsilon_p = 81$ и $Q_0 = 1000$, при которых $K = 6{,}1$. Наряду со сплошными расчетными линиями точками отмечены результаты эксперимента. Представляет интерес сопоставление показанных на рис. 9.4 характеристик с аналогичными зависимостями, получаемыми для того же ДР при его расположении в центре волновода, где в шаре возбуждается только одно колебание H_{101}.

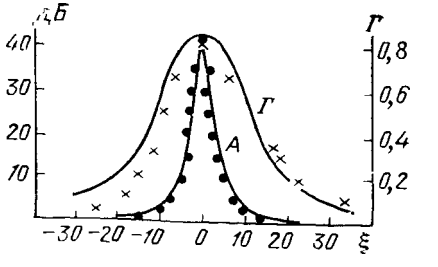


Рис. 9.4. Амплитудно-частотные характеристики коэффициента отражения и передачи структуры с одним ДРШ, расположенным в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля прямоугольного волновода

Такое сравнение показывает, что для структуры с ДРШ в центре волновода затухание в точке резонанса уменьшается с 42 до 23 дБ, а коэффициент отражения возрастает с 0,86 до 0,94. Наличие нерезонансного фона приводит к некоторому улучшению прямоугольности АЧХ структуры с ДРШ в области круговой поляризации магнитного поля, что обусловлено увеличением крутизны склонов одновременно выше и ниже резонансной частоты; при расположении ДРШ в центре волновода нерезонансная связь увеличивает крутизну только нижерезонансного склона АЧХ.

Форма АЧХ ЭС с ДРШ в области круговой поляризации принципиально отличается от АЧХ такой системы с резонатором в центре волновода; она близка к характеристике, получаемой для структуры с двумя такими же резонаторами, расположенными в центре волновода на расстоянии $3\lambda_в/4$. Таким образом, ЭС с одним ДРШ (или ДРК), расположенным в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля, обладает гораздо более высокой частотной избирательностью по сравнению с конструкцией на базе одномодового ДР. Это позволяет существенно улучшить характеристики многорезонаторных диэлектрических фильтров, уменьшив их габаритные размеры и количество используемых ДР.

9.3. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ДВУХРЕЗОНАТОРНЫХ ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИХ СТРУКТУР

В некоторых конструкциях полосовых фильтров с двумя взаимно связанными резонаторами (рис. 9.5) СВЧ поле входной линии передачи возбуждает вынужденные колебания только в первом ДР, который через свои поля излучения связан со вторым резонатором. Энергия, излученная этим резонатором, передается в нагрузку распространяющейся волной выходной линии передачи. Соотношения, описывающие процессы передачи и отражения СВЧ энергии в таких ЭС, нетрудно получить, пользуясь указанным выше алгоритмом [123]. Их анализ показывает, что каждая из рассматриваемых ЭС ведет себя как система связанных резонаторов, у которой АЧХ отличается от характеристики одного резонатора при условии, что коэффициенты взаимной связи ДР — реактивные величины. Эта ситуация возможна, например, при связи резонаторов между собой через четвертьволновый отрезок линии передачи с распространяющейся волной основного типа. Конструкция, в которой реализуется этот принцип,

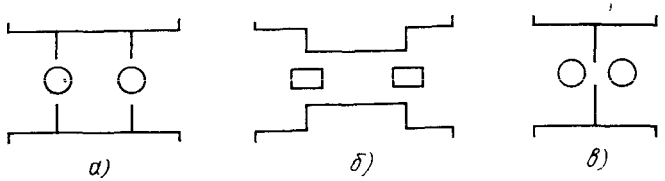


Рис. 9.5. Разновидности двухрезонаторных полосно-пропускающих диэлектрических структур

может быть выполнена (рис. 9.5,*а*) на основе отрезка прямоугольного волновода с двумя поперечными металлическими перегородками с отверстиями, в центрах которых расположены цилиндрические или прямоугольные ДР НК. При расстоянии между перегородками, равном $3\lambda_в/4$, связь между резонаторами осуществляется только по распространяющейся волне. Будем учитывать только резонансную связь ДР, пренебрегая нерезонансным фоном. При условиях, что резонаторы одинаково связаны с междурезонаторным и подводящими волноводами по поперечной составляющей СВЧ магнитного поля и связь входного и выходного волноводов вне резонанса пренебрежимо мала, коэффициенты отражения и прохождения равны

$$\Gamma=\{1-K_1+K_2-\xi_1\xi_2+j[\xi_1(1+K_2)+\xi_2(1+K_1)]\}\Delta^{-1},$$
$$T=-jK_1K_2\Delta^{-1}, \qquad (9.16)$$

где $\Delta = (1+K_1)(1+K_2)+K_1K_2 - \xi_1\xi_2+j[\xi_1(1+K_2)+\xi_2(1+K_1)]$, индексы «1» и «2» относятся к входному выходному ДР, которые расположены в отверстиях связи симметрично по отношению к междурезонаторным и подводящим волноводам.

Амплитудно-частотные характеристики коэффициентов отражения и прохождения этой ЭС соответствуют связи между резонаторами чуть меньшей критической, когда отсутствует расщепление резонансных частот резонаторов, имеющих одну и ту же резонансную частоту. При выполнении условия

$$1+K_2=K_1 \qquad (9.17)$$

коэффициент отражения равен нулю.

Если резонаторы, расположенные в отверстиях связи, несколько смещены в сторону междурезонаторного волновода так, что их связь с этим волноводом становится больше, чем с подводящими волноводами, то свойства ЭС описываются иными, чем (9.16), соотношениями. Эти соотношения нетрудно получить также согласно алгоритму [123], приняв, что связь резонаторов с подводящими волноводами одинакова и равна K, а взаимная связь резонаторов равна K_c. При этом коэффициенты передачи и отражения системы для ДР с одинаковой добротностью равны

$$A=10\lg\left\{\xi^4\frac{1}{4K^2K_c^2}+\xi^2\frac{(1+K)^2-K_c^2}{2K^2K_c^2}+\left[\frac{(1+K)^2+K_c^2}{2KK_c}\right]^2\right\}, \qquad (9.18)$$

$$\Gamma=\left\{\frac{\xi^4+2\xi^2(1+K^2-K_c^2)+(1-K^2+K_c^2)^2}{\xi^4+2\xi^2[(1+K)^2-K_c^2]+[(1+K)^2+K_c^2]}\right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Эти соотношения описывают закономерности передачи и отражения также для ЭС, в которых взаимная связь ДР осуществляется через отрезок запредельного волновода (рис. 9.5,*б*) или непосредственно через малое отверстие в стенке, разделяющей два ДР (рис. 9.5,*в*). Реактивный характер коэффициента взаимной связи

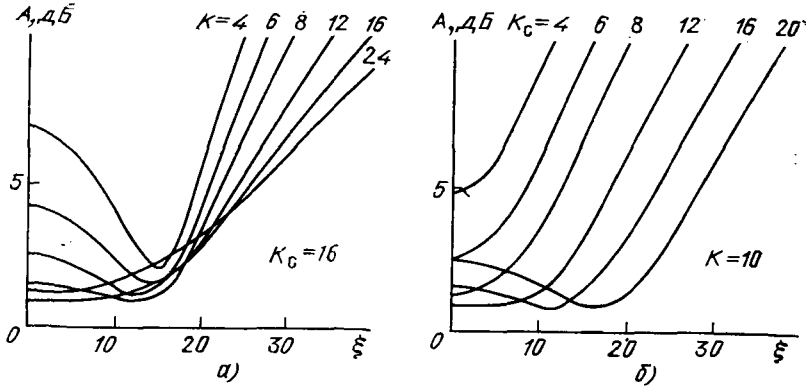


Рис. 9.6. Амплитудно-частотные характеристики коэффициентов передачи двухрезонаторных полосно-пропускающих структур при изменении коэффициентов связи резонаторов с подводящими линиями передачи (*а*) и обобщенных коэффициентов взаимной связи резонаторов (*б*)

$K_c=-jK_c$ в этих системах обусловлен возбуждением резонаторами нераспространяющихся типов волн.

Амплитудно-частотные характеристики коэффициента передачи рассматриваемых двухрезонаторных полосно-пропускающих структур, рассчитанные согласно (9.18) при различных коэффициентах связи K и K_c, показаны на рис. 9.6. Видно, что изменение одного коэффициента связи при постоянстве другого принципиально по-разному влияет на вид АЧХ: рост K_c при фиксированном K сопровождается расширением резонансной кривой; рост K при фиксированном K_c вызывает уменьшение крутизны склонов характеристики. В обоих случаях имеет место изменение неравномерности вносимых потерь в полосе пропускания. При вариации по ξ затухание имеет экстремальные значения на частотах, соответствующих расстройкам

$$\xi_1=0;$$

$$\xi_{2\atop 3}=\pm\sqrt{K_c^2-(1+K)^2}=\pm(1+K)\sqrt{\alpha^2-1}, \qquad (9.19)$$

где

$$\alpha=K_c/(1+K). \qquad (9.20)$$

Параметр α в виде (9.20) можно рассматривать как взаимную связь двух ДР с учетом влияния на их параметры подводящих волноводов. Значение $\alpha=1$ соответствует критической связи, либо при $\alpha>1$ в системе появляются еще две расстройки ξ_2, ξ_3, при которых АЧХ коэффициентов передачи и отражения имеют экстремумы. В точке $\xi_1=0$ затухание имеет экстремальное значение при любом соотношении между коэффициентами связи K и K_c. Из критерия $\partial A/\partial K_c=0$ следует, что при $\xi_1=0$ затухание минимально при условии

$$K_c=1+K \qquad (9.21)$$

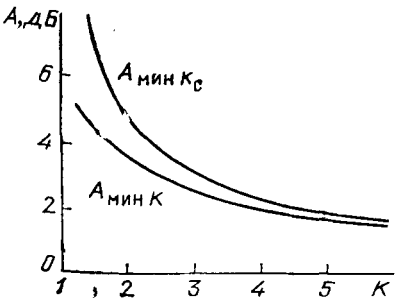


Рис. 9.7. Зависимости минимальных вносимых потерь от степени связи резонаторов с ляняями передачя

где $\alpha=1$. В этом случае

$$A_{\text{мин } K_c} = 20 \lg \frac{1+K}{K}. \qquad (9.22)$$

Из критерия $\partial L/\partial K=0$ следует, что при $\xi=0$ затухание минимально при условии

$$A_c = \sqrt{K^2-1}. \qquad (9.23)$$

В этом случае

$$A_{\text{мин } K} = 10 \lg \frac{1+K}{K-1}. \qquad (9.24)$$

Зависимости минимальных затуханий, определяемых (9.22) и (9.24), от значения K показаны на рис. 9.7. Различие минимальных значений затухания увеличивается при малых связях и практически отсутствует при больших связях ДР с подводящими волноводами.

В случае $\alpha>1$ затухание в точке $\xi=0$ увеличивается по отношению к $A_{\text{мин}}$ при $\alpha=1$, а затухание на частотах связи при расстройках ξ_2 и ξ_3 являются минимальными и соответствуют значению (9.22). Различие δA этих двух значений затухания при $\xi_1=0$ и ξ_2, ξ_3 увеличивается с ростом α, что видно из табл. 9.1. Одновременно с ростом α увеличивается крутизна склонов АЧХ коэффициентов передачи и отражения.

Для рассматриваемого случая симметричной связи резонаторов с подводящими линиями коэффициент отражения имеет конечное значение. При этом он минимален в точке резонанса при $\alpha\leqslant 1$ и на частотах, соответствующих расстройкам ξ_2, ξ_3 при $\alpha>>1$. Минимальные значения коэффициента отражения в обоих случаях равны между собой и имеют вид

$$|\Gamma|_{\text{мин}} = 1/(1+K), \qquad (9.25)$$

что соответствует

$$K_{\text{ст } U} = (2+K)/K. \qquad (9.26)$$

Таким образом, согласование двухрезонаторной полосно-пропускающей ЭС улучшается с ростом связи ДР с подводящими ли-

Таблица 9.1

α	1	1,3	1,46	1,59	1,71	1,83	1,95	2,06	2,18	2,29	2,41
δA,	0	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,1	2,4	2,7	3

ниями передачи. В то же время из анализа формулы (9.18) для $|\Gamma|$ следует, что при $\xi=0$ система может быть согласована при условии

$$K^2{}_c = K^2 - 1, \tag{9.27}$$

т. е. при $K>1$ и при взаимной связи между резонаторами, меньшей критического значения, поскольку

$$\alpha = \frac{K_c}{1+K} = \sqrt{\frac{K-1}{K+1}}.$$

Условие согласования (9.27) совпадает с полученным выше условием (9.23) минимума потерь $A_{\text{мин}\,K}$. При этом с ростом коэффициента связи K условие согласования приближается к условию критической связи.

9.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЗАИМНОЙ СВЯЗИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Формулы для характеристик передачи и отражения многорезонаторных структур, представляемые в терминах коэффициентов связи резонаторов друг с другом и с подводящими линиями передачи, имеют общий характер, поскольку применимы для различных конструкций связанных ДР. Соотношения для коэффициентов взаимной связи устанавливают зависимости коэффициентов связи от параметров резонаторов, их взаимного расположения и параметров цепей связи. Знание этих зависимостей необходимо для проектирования устройств с диэлектрическими резонаторами.

Расчет коэффициентов взаимной связи ДР НК применительно к их низшим колебаниям реализуется либо для размеров резонаторов малых, по сравнению с длиной волны λ_p [65], либо без ограничений на это соотношение [139, 145, 147, 153].

Приведем сначала соотношения для модулей коэффициентов связи, полученные в первом указанном приближении применительно к нескольким ЭС, используемым на практике. При расположении цилиндрических или прямоугольных ДР в центре прямоугольного запредельного волновода таким образом, что их связь осуществляется по поперечным составляющим СВЧ магнитного поля, параллельным широкой стенке волновода, формулу для коэффициентов взаимной связи можно записать в виде

$$k_c = \frac{\sqrt{m_{x1}\, m_{x2}}}{ab}\left[\sum_{m=1,3,\cdots} \chi_{m0} \exp\left(-\chi_{m0} z_{12}\right) + \right.$$

$$\left. + 2 \sum_{m=1,3,\cdots} \sum_{n=2,4,\cdots} \frac{\chi^2_{m0}}{\chi_{mn}} \exp\left(-\chi_{mn} z_{12}\right)\right], \tag{9.28}$$

где для колебаний $H_{01\delta}$ каждого из двух ЦДР

$$m_x = \frac{1{,}18\, U_д\, D^2 \varepsilon_p F^2}{\lambda_p^2 G};$$

для колебаний $H_{11\delta}$ прямоугольных ДР

$$m_x = \frac{256\, U_д\, A^2\, B^2\, \varepsilon_р\, F^2}{\pi^4\, \lambda_р^2\, (A^2 + B^2)\, G},$$

A, B — размеры поперечного сечения прямоугольного резонатора, а обозначения других величин такие же, как и в формулах (8.9), (9.8).

При расположении резонаторов в центре круглого запредельного волновода таким образом, что они связаны между собой по поперечным составляющим магнитного поля СВЧ, совпадающим с направлением вектора магнитного поля низшего типа волны H_{11}, формула для коэффициента взаимной связи имеет вид [68]

$$k_c = \frac{\sqrt{m_{x1}\, m_{x2}}}{4\pi R_в^3} \sum_m \frac{A_{m1}^3 \exp(-\chi_{m1}\, z_{12})}{(A_{m1}^2 - 1)\, \mathcal{J}_1^2(A_{m1})}, \qquad (9.29)$$

где параметры m_x определяются, как и в (9.28), а

$$\chi_{m1} = \frac{A_{m1}}{R_в} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{кр\, m_1}}{\lambda_р}\right)^2};$$

A_{m1} — корни уравнения $\mathcal{J}'_1(x) = 0$; $m = 0$ или 1; $\lambda_{кр} = 2\pi R_в / A_{m1}$; $R_в$ — радиус запредельного волновода; z_{12} — расстояние между центрами ДР.

Сходимость рядов в формулах (9.28), (9.29) аналогична показанной на рис. 9.1. При расстояниях z_{12}, больших нескольких диаметров ЦДР, можно учитывать только низшие типы волн запредельного волновода. Для обычно используемых на практике соотношений размеров ДР и $\lambda_р$ эти формулы позволяют найти k_c с погрешностью до 10 ... 15% и в целом правильно отражают такие закономерности взаимной связи: а) коэффициент связи убывает по мере увеличения z_{12} почти по экспоненциальному закону; б) коэффициент связи увеличивается с ростом отношения L/D, что особенно ощутимо при больших отношениях z_{12}/D и при остальных фиксированных значениях параметров системы; в) взаимная связь ДР сильнее при их расположении в запредельном волноводе с большим поперечным сечением.

Формулы для коэффициентов взаимной связи ДР НК в запредельном волноводе, получаемые без ограничения на малость размеров резонатора по сравнению с длиной волны, дают в несколько раз меньшую погрешность расчета, поскольку в них учитывается неоднородность распределения поля СВЧ по резонатору. Так, в [153] показано, что расстояние z_{12} между центрами двух ЦДР по требуемому значению коэффициента взаимной связи можно рассчитать с погрешностью менее 3%. При этом рассматриваемая ЭС (рис. 9.8) представляет собой отрезок запредельного прямоугольного волновода (экрана) сечением $a \times b$, в центре которого на расстоянии z_{12} друг от друга расположены два ЦДР; торцевые поверхности этих резонаторов параллельны боковым широким стен-

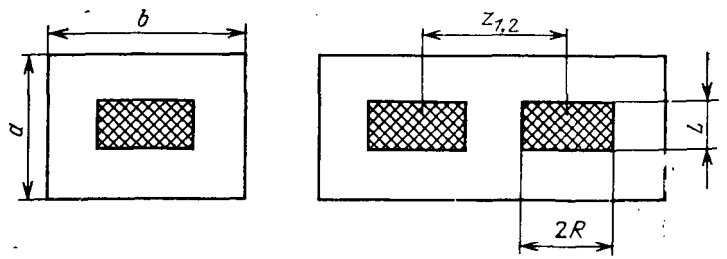


Рис. 9.8. Планарное расположение двух ЦДР в прямоугольном запредельном волноводе

кам волновода с размерами b. Формула для расчета расстояния z_{12} имеет вид:

$$z_{12} = -\frac{D}{2\alpha_c} \ln \frac{k_c\, ab}{F_0\, \alpha_c\, K_\Phi^2}, \qquad (9.30)$$

где

$$\alpha_c = \frac{\pi D}{2a} \sqrt{1 - \left(\frac{2a}{\lambda_p}\right)^2}; \quad F_0 = \frac{29{,}7\, L}{\lambda_p};$$

$$K_\Phi = \frac{\operatorname{ch} 0{,}88\alpha_c}{1 + 0{,}33\,\alpha_c^2} \cdot \frac{\cos\dfrac{\pi L}{2a} - \dfrac{\pi}{a\beta_z} \sin\dfrac{\pi L}{2a} \operatorname{ctg} \dfrac{L\beta_z}{2}}{1 - (\pi/a\,\beta_z)^2}.$$

В табл. 9.2 для материала ДР с $\varepsilon_p = 80$ представлены результаты расчета приведенного к радиусу ЦДР расстояния z_{12}/R двух ЦДР расположенных в волноводе с приведенными размерами a/R, b/R в зависимости от коэффициента взаимной связи k_c. В двух крайних левых столбцах таблицы наряду со значением отношения резонансной длины волны к радиусу ДР λ_p/R дано соответствующее ему значение отношения высоты резонатора к его диаметру L/D. При этом резонансные длины волн ДР даны с учетом того, что резонатор расположен на подложке с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_п = 2{,}2$. Пользуясь этой таблицей, нетрудно найти расстояние z_{12} по требуемому коэффициенту взаимной связи k_c.

Например, радиус ЦДР с $\varepsilon_p = 80$ равен 6 мм, резонансная частота $f_p = 3125$ МГц. Требуется найти высоту резонаторов и расстояние между ними, при котором реализуется $k_c = 0{,}006$. Порядок решения может быть такой:

1. Из даиных в табл. 9.2 ряда размеров экранов (сечений запредельного прямоугольного волиовода) выбираем приведенные в табл. 9.2*а*, т. е. $a/R = 1{,}5$, $a = 9$ мм и $b/R = 3{,}2$, т. е. $b = 19{,}2$ мм.

2. Из табл. 9.2 иаходим соответствующее $f_p = 3125$ МГц значение $\lambda_p = 96$ мм и отиошение $\lambda_p/R = 16$.

3. Этому отиошению λ_p/R соответствует значение $L/D = 0{,}34$, т. е. высота ЦДР $L = 4{,}03$ мм.

4. Значение z_{12}/R находим из табл. 9.2 по требуемому $k_c = 0{,}06$ и вычисленному $\lambda_p/R = 16$, т. е. $z_{12}/R = 3{,}78$ и $z_{12} = 22{,}7$ мм.

Таблица 9.2

$a/R = 1{,}5$; $b/R = 3{,}2$

λ_p/R	L/D	Отношение $z_{1,2}/R$ двух ЦДР с $\varepsilon_p = 80$, расположенных на подложке с $\varepsilon_п = 2{,}2$ при k_c							
		0,006	0,008	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1
9	0,219			4,58	4,15	3,70	3,44	3,26	3,12
10	0,239		4,46	4,31	3,89	3,48	3,24	3,07	2,93
11	0,258	4,35	4,18	4,05	3,66	3,26	3,03	2,87	2,74
12	0,277	4,21	4,05	3,93	3,55	3,17	2,94	2,78	2,66
13	0,296	4,04	3,88	3,77	3,39	3,02	2,80	2,64	2,53
14	0,313	3,96	3,81	3,69	3,32	2,96	2,74	2,59	2,47
15	0,331	3,83	3,69	3,57	3,21	2,85	2,63	2,48	2,37
16	0,347	3,78	3,63	3,52	3,16	2,81	2,60	2,45	2,33
17	0,364	3,68	3,53	3,42	3,06	2,71	2,50	2,35	2,24
18	0,380	3,64	3,50	3,39	3,03	3,68	2,48	2,33	2,22
19	0,395	3,55	3,41	3,29	2,94	2,59	2,39	2,24	2,13
20	0,410	3,49	3,38	3,24	2,92	2,54	2,37	2,19	2,11

$a/R = 1{,}5$; $b/R = 3$

λ_p/R	L/D	Отношение $z_{1,2}/R$ двух ЦДР с $\varepsilon_p = 80$, расположенных на подложке с $\varepsilon_п = 2{,}2$ при k_c							
		0,006	0,008	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1
9	0,219				4,19	3,75	3,49	3,30	3,16
10	0,239			4,21	3,80	3,39	3,15	2,98	2,84
11	0,258	4,37	4,20	4,09	3,69	3,31	3,07	2,91	2,78
12	0,277	4,21	4,05	3,92	3,55	3,16	2,94	2,78	2,66
13	0,296	4,07	3,92	3,80	3,43	3,06	2,84	2,68	2,56
14	0,313	3,96	3,81	3,69	3,33	2,96	2,74	2,59	2,48
15	0,331	3,87	3,72	3,60	3,24	2,88	2,67	2,52	2,41
16	0,347	3,78	3,63	3,52	3,17	2,81	2,60	2,45	2,34
17	0,364	3,71	3,56	3,45	3,10	2,75	2,54	2,39	2,28
18	0,380	3,64	3,5	3,39	3,03	2,69	2,48	2,33	2,22
19	0,395	3,58	3,44	3,33	2,98	2,63	2,43	2,28	2,18
20	0,410	3,52	3,38	3,27	2,92	2,58	2,37	2,12	

$a/R = 1{,}8$; $b/R = 3{,}2$

λ_p/R	L/D	Отношение $z_{1,2}/R$ двух ЦДР с $\varepsilon_p = 80$, расположенных на подложке с $\varepsilon_п = 2{,}2$ при k_c							
		0,006	0,008	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1
9	0,220				4,68	4,34	4,11	3,90	
10	0,240			4,68	4,36	3,84	3,61	3,42	
11	0,260	5,11	4,91	4,88	4,10	3,53	3,31	3,14	
12	0,279	4,93	4,75	4,60	3,91	3,31	3,11	2,95	
13	0,298	4,74	4,55	4,39	3,76	3,15	2,96	2,80	
14	0,316	4,57	4,39	4,22	3,64	3,03	2,83	2,69	
15	0,334	4,43	4,24	4,09	3,53	3,92	2,73	2,59	
16	0,352	4,30	4,12	3,98	3,44	2,83	2,65	2,51	
17	0,369	4,20	4,02	3,88	3,36	2,75	2,57	2,43	
18	0,386	4,12	3,94	3,80	3,29	2,68	2,50	2,36	
19	0,402	4,04	3,86	3,72	3,22	2,61	2,43	2,29	
20	0,418	3,97	3,79	3,65	3,22	2,80	2,55	2,37	2,23

$a/R = 1{,}8$; $b/R = 3$

λ_p/R	L/D	Отношение $z_{1,2}/R$ двух ЦДР с $\varepsilon_p = 80$, расположенных на подложке с $\varepsilon_п = 2{,}2$ при k_c							
		0,006	0,008	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1
9	0,220								
10	0,240								
11	0,260				4,94	4,78	4,23	4,43	4,17
12	0,279				4,64	4,41	3,89	3,90	3,66
13	0,298			4,82	4,43	4,15	3,65	3,58	3,36
14	0,316	4,60	4,43	4,27	3,8	3,95	3,48	3,36	3,16
15	0,334	4,46	4,28	4,13	3,68	3,34	3,20	3,07	3,01
16	0,352	4,34	4,16	4,02	3,58	3,13	2,87	2,96	2,88
17	0,369	4,24	4,06	3,92	3,48	3,05	2,79	2,78	2,73
18	0,386	4,16	3,98	3,84	3,40	2,97	2,72	2,61	2,63
19	0,402	4,08	3,90	3,76	3,33	2,91	2,65	2,54	2,47
20	0,418	4,00	3,83	3,69	3,26	2,84	2,59	2,41	2,33

$a/R = 1{,}8$; $b/R = 3{,}2$

λ_p/R	L/D	Отношение $z_{1,2}/R$ двух ЦДР с $\varepsilon_p = 80$, расположенных на подложке с $\varepsilon_п = 2{,}2$ при k_c							
		0,006	0,008	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1
9	0,220								
10	0,240								
11	0,260				4,94	4,78	4,23	4,43	4,17
12	0,279				4,64	4,41	3,89	3,90	3,66
13	0,298			4,82	4,43	4,15	3,65	3,58	3,36
14	0,316	4,60	4,43	4,27	3,8	3,95	3,48	3,36	3,16
15	0,334	4,46	4,28	4,13	3,68	3,34	3,20	3,07	3,01
16	0,352	4,34	4,16	4,02	3,58	3,13	2,87	2,96	2,88
17	0,369	4,24	4,06	3,92	3,48	3,05	2,79	2,78	2,73
18	0,386	4,16	3,98	3,84	3,40	2,97	2,72	2,61	2,63
19	0,402	4,08	3,90	3,76	3,33	2,91	2,65	2,54	2,47
20	0,418	4,00	3,83	3,69	3,26	2,84	2,59	2,41	2,33

Для электродинамической системы на основе круглого запредельного волновода с ЦДР, расположенными в нем соосно, имеются результаты расчетов k_c, основанных на дипольном представлении ДР [65], представлении резонатора поляризационным током [147] и решении задачи методом частичных областей [144] аналогично тому, как это сделано выше в § 6.2. Отличие модели двух связанных ЦДР в соосном экране от модели, показанной на рис. 6.6 для одиночного ДР состоит в возможности выбора параметров диэлектрика частичной области IV такими же, как в области II. Благодаря этому резонансные частоты обоих ДР, взятых отдельно, совпадают. Решение уравнения (6.17) для такой структуры приводит к нахождению двух его корней f_1R и f_2R, определяющих частоты синфазных и противофазных колебаний. Эти частоты необходимы для вычисления коэффициента взаимной связи ЦДР согласно (9.2), где f_0 есть среднее арифметическое f_1 и f_2. В табл. 9.3 приведены результаты расчета приведенного к радиусу резонатора расстояния между геометрическими центрами двух одинаковых резонаторов $z_{1,2}/R$ с $\varepsilon_p=80$ и $L/D=0{,}48$, размещенных соосно в круглом экране, радиус которого равен $t\cdot R$. Резонаторы крепятся во втулках с $\varepsilon=2{,}2$. Пользуясь этими таблицами, нетрудно рассчитать расстояния между ЦДР и соответствующие им коэффициенты взаимной связи.

Отметим, что формулы (9.28—9.30) и табл. 9.2, 9.3 позволяют рассчитать коэффициенты взаимной связи, определенные из традиционных частотных представлений (9.2) или представлений теории цепей (9.3). Нахождение обобщенных коэффициентов взаимной связи согласно (9.6) не представляет затруднений, если известна собственная добротность используемых резонаторов.

Если математическое описание распределения электромагнитного поля в линии передачи с ДР неизвестно либо затруднено, эксперимент является единственным путем нахождения коэффициентов связи. Это нахождение реализуется применительно к конкретной двухрезонаторной полосно-пропускающей структуре, в которой связи резонаторов с подводящими линиями передачи установлены одинаковыми. При этом возможны два метода экспериментального нахождения обобщенных коэффициентов связи K и K_c: амплитудный и амплитудно-частотный. При использовании амплитудного метода измеряют коэффициенты отражения Γ_p и прохождения T_p фильтра на центральной частоте его полосы пропускания, после чего коэффициенты связи вычисляют из формул

$$K=\frac{(1-\Gamma_p)^2-T_p^2}{1-\Gamma_p^2-T_p^2},\quad K_c=\frac{2T_p}{1-\Gamma_p^2-T_p^2}. \tag{9.31}$$

Экспериментальная проверка этого метода выявила его основной недостаток: при сильной взаимной связи резонаторов вследствие больших значений коэффициента отражения резко возрастает погрешность нахождения K и K_c. Поэтому амплитудный метод целесообразно использовать при связях между резонаторами меньше

Таблица 9.3

$f_p R$, ГГц·мм	Отношение z_{12}/R двух ЦДР с $\varepsilon_p=80$ и $L/D=0{,}48$, расположенных соосно в круглом экране во втулках с $\varepsilon=2{,}2$ при k_c								
	0,001	0,003	0,006	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,1
				$t=1{,}2$					
24,27	1,88	1,53	1,31	1,15	0,93	0,79	0,70	0,57	0,40
23,64	1,85	1,50	1,28	1,12	0,90	0,77	0,68	0,55	0,38
23,02	1,82	1,48	1,26	1,09	0,87	0,74	0,65	0,52	0,35
22,35	1,79	1,44	1,22	1,06	0,84	0,71	0,62	0,49	0,32
21,69	1,74	1,39	1,17	1,01	0,79	0,66	0,57	0,44	0,28
21,01	1,68	1,34	1,12	0,96	0,74	0,61	0,52	0,39	0,24
20,27	1,61	1,26	1,04	0,88	0,66	0,54	0,45	0,33	0,18
19,56	1,50	1,15	0,94	0,78	0,59	0,45	0,36	0,24	0,10
18,79	1,46	1,12	0,90	0,74	0,56	0,41	0,33	0,22	0,07
				$t=1{,}3$					
24,27	2,09	1,71	1,47	1,29	1,05	0,91	0,81	0,66	0,48
23,64	2,06	1,69	1,45	1,27	1,03	0,89	0,79	0,64	0,46
23,02	2,04	1,66	1,42	1,25	1,01	0,86	0,76	0,62	0,44
22,35	2,01	1,63	1,39	1,22	0,97	0,83	0,74	0,59	0,41
21,69	1,97	1,59	1,35	1,18	0,94	0,79	0,69	0,56	0,38
21,01	1,92	1,55	1,31	1,13	0,89	0,75	0,65	0,51	0,33
20,27	1,87	1,49	1,25	1,08	0,84	0,69	0,60	0,46	0,28
19,56	1,79	1,41	1,17	0,99	0,76	0,62	0,53	0,39	0,22
18,79	1,76	1,38	1,15	0,97	0,74	0,60	0,51	0,37	0,20
				$t=1{,}4$					
24,27	2,29	1,88	1,62	1,43	1,17	1,01	0,90	0,75	0,55
23,64	2,26	1,85	1,59	1,41	1,15	0,99	0,88	0,73	0,53
23,02	2,24	1,83	1,57	1,38	1,12	0,97	0,86	0,71	0,51
22,35	2,21	1,80	1,54	1,35	1,09	0,94	0,83	0,68	0,48
21,69	2,18	1,77	1,51	1,32	1,06	0,91	0,80	0,65	0,45
21,01	2,14	1,73	1,47	1,28	1,02	0,87	0,76	0,61	0,42
20,27	2,08	1,68	1,42	1,23	0,97	0,82	0,72	0,56	0,37
19,56	2,02	1,61	1,36	1,17	0,91	0,76	0,65	0,51	0,32
18,79	1,99	1,59	1,33	1,07	0,89	0,74	0,63	0,48	0,30
				$t=1{,}5$					
23,27	2,45	2,02	1,74	1,53	1,25	1,09	0,97	0,80	0,58
23,02	2,43	1,99	1,71	1,51	1,23	1,07	0,95	0,78	0,56
22,35	2,40	1,97	1,69	1,48	1,21	1,04	0,92	0,76	0,54
21,69	2,37	1,93	1,66	1,45	1,17	1,01	0,89	0,73	0,52
21,01	2,33	1,89	1,62	1,42	1,14	0,97	0,86	0,69	
20,27	2,29	1,85	1,57	1,37	1,09	0,97	0,86	0,69	

критического значения. При больших связях целесообразно применять амплитудно-частотный метод, когда коэффициенты связи вычисляют по формулам

$$K=\left(10^{\frac{A_{\text{мин}}}{20}}-1\right)^{-1}, \quad K_c=(1+K)\left[1+\left(\frac{\xi_э}{1+K}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad (9.32)$$

где $\xi_э$ — обобщенная расстройка, при которой вносимые потери минимальны, т. е. соответствующая частотам связи системы;

$A_{мин}$ — значение минимальных потерь в децибелах. Таким образом, в амплитудно-частотном методе экспериментально находят $\xi_э$ и $A_{мин}$. Отметим, что в случае небольшого различия $A_{мин}$ при $\xi_э$ выше и ниже центральной частоты полосы пропускания целесообразно использовать прием усреднения экспериментально находимых величин $A_{мин}$.

9.5. ВЗАИМНАЯ СВЯЗЬ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Характеристики полосно-пропускающей структуры с двумя ВДР ЗВ качественно аналогичны рассмотренным выше в разделе 9.3. Количественное описание этих характеристик целесообразно проводить в терминах коэффициентов связи ВДР $k_с$ и внешних добротностей резонаторов $Q_{вн}$ или коэффициентов их связи с подводящими волноводами K. Нахождение параметров $k_с$, $Q_{вн}$ возможно путем получения соотношений, описывающих частотную зависимость коэффициента отражения двухрезонаторной ЭС, и последующего анализа этой зависимости с целью вычисления $k_с$ и $Q_{вн}$. Наиболее просто такая задача решается применительно к ЭС (рис. 9.9,*а*), содержащей подводящие волноводы шириной $A_в$, между которыми включен отрезок запредельного волновода, имеющий ширину a и ту же высоту, что и подводящий волновод. В отрезке запредельного волновода расположены два диэлектрических элемента. Электродинамический анализ такой системы [154] позволяет найти амплитуды прямых и обратных волн, которые определяют результирующий коэффициент отражения на входе системы. Из анализа частотных зависимостей этого коэффициента (рис. 9.9,*б*) следуют такие закономерности ЭС с двумя ВДР: а) с увеличением расстояния l (при постоянном L это увеличение l приводит к уменьшению расстояния l_{12} между слоями) на частотных характеристиках коэффициента отражения один минимум расщепляется на два, т. е. появляются частоты связи системы; б) при увеличении l_{12} коэффициент связи ВДР монотонно уменьшается (рис. 9.9,*в*), причем взаимная связь резонаторов становится больше, если диэлектрическая проницаемость ДЭ увеличивается; в) при увеличении расстояния l имеет место тенденция роста внешней добротности ВДР (рис. 9.9,*г*), однако с увеличением диэлектрической проницаемости слоя внешняя добротность уменьшается; г) коэффициенты связи $k_с$ и внешние добротности ВДР $Q_{вн}$ для низшего и ближайшего высшего типа колебаний качественно одинаково зависят от расстояний l_{12} и l (рис. 9.9,*д*,*е*), однако у колебания более высокого порядка в несколько раз меньше коэффициент связи и выше внешняя добротность по сравнению с колебанием низшего порядка.

Электродинамический анализ параметров связанных ВДР сильно усложняется, если в сечениях регулярный — запредельный волноводы имеются ступеньки, диафрагмы, изменение формы поперечного сечения (рис. 9.10,*а*). Здесь, как и в случае одиночного ВДР,

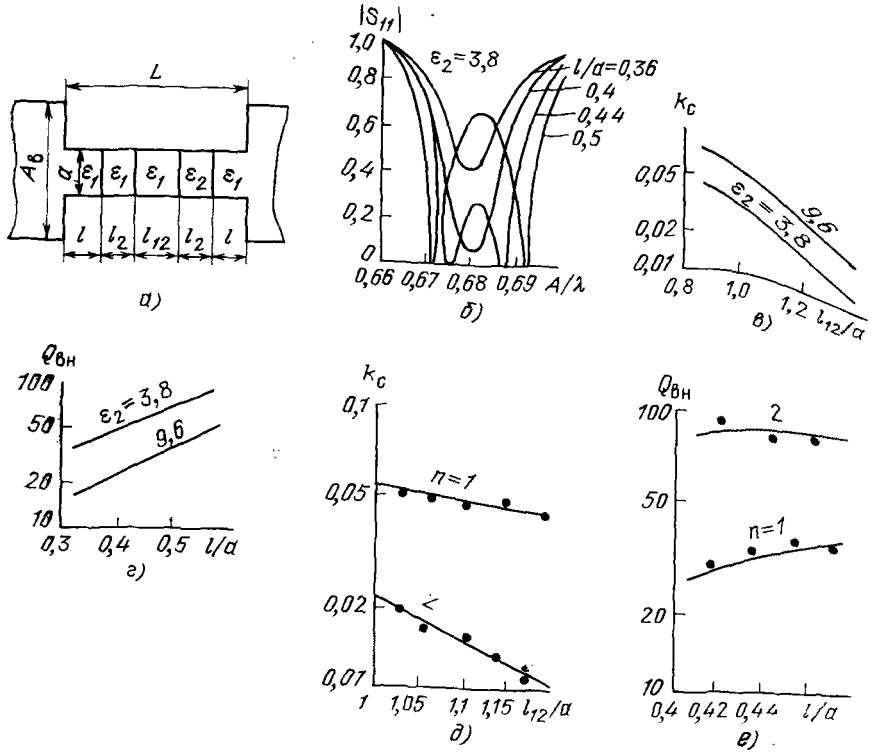


Рис. 9.9. Полосно-пропускающая структура с двумя связанными ВДР (*а*) и ее основные характеристики (*б—е*)

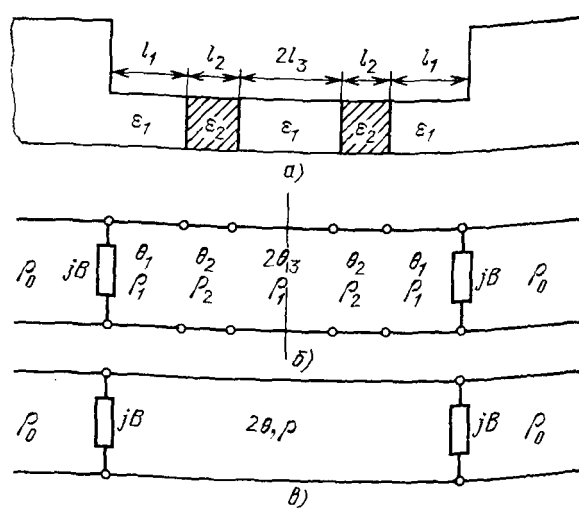


Рис. 9.10. Двухрезонаторная структура с ВДР (*а*), ее эквивалентная схема (*б*) и схема замещения (*в*)

целесообразно воспользоваться эквивалентной схемой ЭС. Такая схема приведена на рис. 9.10,*б*. Для нахождения ее эквивалентных параметров ρ, Θ, определяемых согласно (8.31), воспользуемся свойством симметрии рассматриваемой системы. Оно заключается в том, что сечение, проходящее через центр структуры (обозначено штрихпунктирной линией), разбивает ее на два одинаковых четырехполюсника, отличающихся только направлением передачи энергии. Покажем, что у таких четырехполюсников эквивалентные параметры ρ и Θ одинаковы, т. е.

$$\rho_{1,2,3}=\rho_{3,2,1}=\rho,\quad \Theta_{1,2,3}=\Theta_{3,2,1}=\Theta. \tag{9.33}$$

Выполняя операцию перемножения матриц с учетом (8.32), находим элементы матрицы передачи для левой части схемы (рис. 9.10,*б*):

$$\begin{aligned}\hat{a}_{11}&=a'_1+a'_2;\quad \hat{a}_{12}=b'_1+b'_2;\\ \hat{a}_{21}&=c'_1+c'_2;\quad \hat{a}_{22}=d'_1+d'_2,\end{aligned} \tag{9.34}$$

где

$$a'_1=\operatorname{ch}\Theta_1\left(\cos\Theta_2\operatorname{ch}\Theta_3+\frac{\rho_2}{\rho_1}\sin\Theta_2\operatorname{sh}\Theta_3\right);$$

$$a'_2=-\rho_1\operatorname{sh}\Theta_1\left(\frac{1}{\rho^2}\sin\Theta_2\operatorname{ch}\Theta_3-\frac{1}{\rho_1}\cos\Theta_2\operatorname{sh}\Theta_3\right);$$

$$b'_1=j\rho_1\operatorname{sh}\Theta_1\left(\cos\Theta_2\operatorname{ch}\Theta_3-\frac{\rho_1}{\rho_2}\sin\Theta_2\operatorname{sh}\Theta_3\right);$$

$$b'_2=j\operatorname{ch}\Theta_1(\rho_1\cos\Theta_2\operatorname{sh}\Theta_3+\rho_2\sin\Theta_2\operatorname{ch}\Theta_3);$$

$$c'_1=-\frac{j}{\rho_1}\operatorname{sh}\Theta_1\left(\cos\Theta_2\operatorname{ch}\Theta_3+\frac{\rho_2}{\rho_1}\sin\Theta_2\operatorname{sh}\Theta_3\right);$$

$$c'_2=j\operatorname{ch}\Theta_1\left(\frac{1}{\rho_2}\sin\Theta_2\operatorname{ch}\Theta_3-\frac{1}{\rho_1}\cos\Theta_2\operatorname{sh}\Theta_3\right);$$

$$d'_1=\operatorname{ch}\Theta_1\left(\cos\Theta_2\operatorname{ch}\Theta_3-\frac{\rho_1}{\rho_2}\sin\Theta_2\operatorname{sh}\Theta_3\right);$$

$$d'_2=\frac{1}{\rho_2}\operatorname{sh}\Theta_1(\rho_1\cos\Theta_2\operatorname{sh}\Theta_3+\rho_2\sin\Theta_2\operatorname{ch}\Theta_3);$$

ρ_1, ρ_2, Θ_1, Θ_2 определяются согласно (8.32).

Элементы матрицы передачи правой части схемы рис. 9.9,*б* записываются аналогично:

$$\begin{aligned}a^{\text{п}}{}_{11}&=a''_1+a''_2;\quad a^{\text{п}}{}_{12}=b''_1+b''_2;\\ a^{\text{п}}{}_{21}&=c''_1+c''_2;\quad a^{\text{п}}{}_{22}=d''_1+d''_2,\end{aligned} \tag{9.35}$$

где элементы, помеченные индексом $''$, получаются из элементов с индексом $'$ заменой $1\rightleftarrows3$.

Из сравнения (9.34) и (9.35) с учетом правила замены индексов устанавливаем следующее важное свойство рассматриваемых четырехполюсников:

$$a^{\text{л}}{}_{11}=a^{\text{п}}{}_{22};\quad a^{\text{л}}{}_{22}=a^{\text{п}}{}_{11};$$
$$a^{\text{л}}{}_{12}=a^{\text{п}}{}_{12};\quad a^{\text{л}}{}_{21}=a^{\text{п}}{}_{21}. \tag{9.36}$$

Поскольку эквивалентные параметры ρ и Θ определяются соотношениями $\rho=\sqrt{\frac{a_{12}}{a_{21}}}$, $\Theta=\arcsin\sqrt{a_{11}a_{22}}$, то на основании (9.36) находим: $\rho^{\text{л}}=\rho^{\text{п}}=\rho$, $\Theta^{\text{л}}=\Theta^{\text{п}}=\Theta$.

Таким образом, в схеме замещения (рис. 9.10,*в*) имеем отрезок линии передачи с удвоенной электрической длиной. В результате условие резонанса (8.40) перепишется в виде

$$\operatorname{tg}(\arcsin a_{11})=\frac{2q_0}{q_0^2+r_0^2-1}. \tag{9.37}$$

Два наименьших корня уравнения (9.37) соответствуют частотам низшего колебания рассматриваемой системы. Обозначим эти частоты через f_1 и f_2. При сильной взаимной связи ВДР находится максимум коэффициента отражения $|S_{11}|_{\text{макс}}$. С достаточной для практики точностью можно считать, что этому максимуму соответствует частота $f_0=(f_1+f_2)/2$. Тогда на этой частоте имеем:

$$|S_{11}|_{\text{макс}}=\left|\frac{a_{12}-a_{21}}{2a_{11}+a_{12}+a_{21}}\right|=$$
$$=\frac{j\rho^{(0)}\sin\Theta^{(0)}-jT^{(0)}/\rho^{(0)}}{2\left(\cos 2\Theta^{(0)}-q_0^{(0)}\sin 2\Theta^{(0)}+j\rho^{(0)}\sin\Theta^{(0)}+jT^{(0)}\right)/\rho^{(0)}}, \tag{9.38}$$

где $T^{(0)}=2q^{(0)}{}_0\cos\Theta^{(0)}+[1-(q^{(0)}{}_0)^2]\sin 2\Theta^{(0)}$, индекс (0) указывает на то, что расчет ведется на частоте f_0. Таким образом, зная f_1, f_2 и $|S_{11}|_{\text{макс}}$, можно по методике [154] рассчитать коэффициент связи $k_{\text{с}}$ между ВДР и внешнюю добротность $Q_{\text{вн}}$.

В табл. 9.4 и 9.5 приведены расчетные значения $Q_{\text{ви}}$ и $k_{\text{с}}$ при $\varepsilon_1=1$ и различных значениях ε_2, l_2/a, l_{12}/a, l/a и нормированной реактивности b_0, изменяющейся в пределах 0 ... 1. В двух нижних строках табл. 9.5 приведены значения параметров $(A_{\text{в}}/\lambda_{\text{р}})_1{}^{\text{ср}}$ и $(A_{\text{в}}/\lambda_{\text{р}})_2{}^{\text{ср}}$. Эти параметры имеют смысл ширины подводящего волновода, нормированного к длине волны, соответствующей центральной частоте системы связанных ВДР. Из-за большого числа возможных комбинаций состояний в системе связанных ВДР не представляется возможным дать подробные таблицы данного параметра. Поэтому его значения даны лишь для крайних значений параметра b_0. Значению $b_0=0$ соответствует $(A_{\text{в}}/\lambda_{\text{р}})_1{}^{\text{ср}}$, а $b_0=1$ соответствует $(A_{\text{в}}/\lambda_{\text{р}})_2{}^{\text{ср}}$. При необходимости определить центральную частоту для промежуточных значений b_0 можно рекомендовать линейную интерполяцию.

В качестве иллюстрации приведем пример, поясняющий порядок использования табл. 9.4 и 9.5. Пусть требуется найти коэффициент связи между двумя

Таблица 9.4

b_0	Внешняя добротность $Q_{вн}$ двух связанных ВДР при отношении l/a												
	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7	0,75	0,8
	$l_2/a=0{,}5$, $\varepsilon_2=3{,}8$												
0,0	6,14	8,25	10,9	14,2	18,4	23,7	30,3	38,6	49,3	62,5	78,6	98,3	125
0,01	6,30	8,46	11,1	14,5	18,8	24,2	31,0	39,5	50,3	63,8	81,0	101	128
0,02	6,46	8,67	11,4	14,9	19,2	24,7	31,6	40,4	51,3	65,3	82,7	103	131
0,03	6,63	8,88	11,7	15,2	19,7	25,3	32,4	41,3	52,5	66,7	84,7	106	135
0,04	6,80	9,10	11,9	15,6	20,1	25,9	33,1	42,2	53,6	67,9	86,1	109	137
0,05	6,98	9,32	12,2	15,9	20,6	26,5	33,8	43,1	54,8	69,6	88,1	111	140
0,06	7,16	9,55	12,5	16,3	21,1	27,1	34,6	44,1	56,0	71,1	90,0	114	144
0,08	7,53	10,0	13,1	17,1	22,1	28,3	36,2	46,1	58,5	74,2	93,8	118	150
0,10	7,91	10,5	13,7	17,9	23,1	29,6	37,8	48,2	61,3	77,5	98,0	124	156
0,15	8,93	11,8	15,4	20,0	25,8	33,1	42,2	53,7	68,1	86,3	109	138	174
0,20	10,0	13,2	17,2	22,3	28,7	36,8	47,0	59,8	75,9	96,2	121	153	194
0,25	11,2	14,7	19,2	24,8	32,0	40,9	52,2	66,4	84,3	106	135	170	216
0,30	12,4	16,3	21,3	27,5	35,4	45,3	57,8	73,6	93,4	118	149	188	239
0,40	15,1	19,9	25,9	33,5	43,1	55,1	70,3	89,4	113	143	181	229	290
0,50	18,1	23,8	31,1	40,2	51,6	66,1	84,4	107	136	172	218	276	349
0,60	21,4	28,2	36,8	47,6	61,2	78,4	100	127	161	205	259	327	414
0,70	25,0	33,0	43,0	55,7	71,7	91,9	117	149	189	240	304	385	491
0,80	28,9	38,1	49,8	64,5	83,1	106	136	173	220	280	354	448	566
0,90	33,1	43,7	57,1	74,1	95,6	122	156	199	254	322	408	518	657
1,00	37,6	49,7	65,0	84,4	108	139	179	229	290	369	467	591	749

Продолжение табл. 9.4

b_0	Внешняя добротность $Q_{вн}$ двух связанных ВДР при отношении l/a												
	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7	0,75	0,8
	$l_2/a=0{,}2$, $\varepsilon_2=6{,}6$												
0,0	3,24	4,35	6,10	7,82	10,7	14,0	18,2	23,4	29,9	38,0	48,4	61,5	77,6
0,01	3,34	4,66	6,32	8,43	11,0	14,4	18,6	23,9	30,6	38,9	49,5	62,8	79,8
0,02	3,44	4,79	6,48	8,63	11,3	14,7	19,0	24,4	31,2	39,7	50,7	64,0	81,3
0,03	3,54	4,91	6,65	8,84	11,6	15,0	19,4	25,0	31,9	40,6	51,5	65,5	82,8
0,04	3,64	5,04	6,81	9,05	11,8	15,4	19,9	25,5	32,6	41,5	52,8	66,8	84,5
0,05	3,75	5,18	6,98	9,26	12,1	15,7	20,3	26,1	33,3	42,5	53,9	68,2	86,2
0,06	3,85	5,31	7,15	9,48	12,4	16,1	20,8	26,6	34,0	43,4	55,1	69,7	88,4
0,08	4,07	5,58	7,50	9,94	13,0	16,8	21,7	27,9	35,6	45,2	57,4	72,8	92,1
0,10	4,29	5,87	7,87	10,4	13,6	17,6	22,7	29,1	37,1	47,3	60,0	75,9	96,0
0,15	4,87	6,61	8,83	11,6	15,2	19,6	25,3	32,4	41,4	52,6	66,7	84,5	106
0,20	5,47	7,40	9,87	12,9	16,9	21,9	28,2	36,0	46,0	58,4	74,1	93,8	118
0,25	6,10	8,24	10,9	14,4	18,8	24,3	31,2	40,0	51,0	64,9	82,1	104	131
0,30	6,75	9,12	12,1	15,9	20,8	26,9	34,5	44,2	56,4	71,7	91,0	115	145
0,40	8,14	11,0	14,6	19,3	25,1	32,5	41,8	53,6	68,3	86,9	110	139	176
0,50	9,65	13,0	17,4	23,0	30,0	38,9	50,1	64,1	81,9	104	132	167	211
0,60	11,2	15,3	20,5	27,1	35,4	45,9	59,2	75,9	96,9	123	156	198	251
0,70	13,0	17,7	23,8	31,5	41,3	53,6	69,2	88,8	113	144	183	232	294
0,80	14,8	20,3	27,4	36,3	47,7	62,0	80,1	102	131	167	213	270	342
0,90	16,8	23,1	31,2	41,5	54,6	71,1	91,9	118	151	193	245	311	394
1,00	18,9	26,1	35,3	47,0	62,0	80,8	104	134	172	220	280	355	450

Продолженне табл. 9.4

b_0	Внешняя добротность $Q_{вн}$ двух связанных ВДР при отношении l/a												
	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7	0,75	0,8
	$l_2/a=0{,}12$, $\varepsilon_2=9{,}6$												
0,0	2,66	3,79	5,21	6,97	9,13	12,0	15,6	20,1	25,7	32,8	41,6	52,9	66,7
0,01	2,74	3,89	5,33	7,15	9,44	12,3	15,9	20,5	26,3	33,5	42,7	54,1	68,3
0,02	2,83	4,00	5,46	7,32	9,66	12,6	16,3	20,9	26,9	34,2	43,5	55,1	69,7
0,03	2,92	4,11	5,60	7,49	9,88	12,8	16,6	21,4	27,4	35,0	44,4	56,2	71,1
0,04	3,01	4,21	5,74	7,67	10,1	13,1	17,0	21,9	28,0	35,7	45,3	57,5	72,6
0,05	3,10	4,33	5,88	7,85	10,3	13,4	17,4	22,4	28,6	36,5	46,3	58,6	74,1
0,06	3,19	4,44	6,03	8,03	10,5	13,7	17,8	22,8	29,2	37,3	47,3	59,9	75,6
0,08	3,37	4,67	6,32	8,42	11,0	14,4	18,6	23,9	30,5	38,8	49,3	62,5	78,9
0,10	3,56	4,91	6,63	8,81	11,5	15,0	19,4	24,9	31,8	40,5	51,4	65,1	82,2
0,15	4,05	5,53	7,44	9,86	12,9	16,7	21,6	27,7	35,4	45,1	57,2	72,4	91,4
0,20	4,55	6,19	8,30	10,9	14,3	18,6	24,0	30,8	39,3	50,0	63,4	80,2	101
0,25	5,06	6,89	9,22	12,1	15,9	20,6	26,6	34,1	34,5	55,3	70,2	88,9	112
0,30	5,60	7,61	10,1	13,4	17,6	22,8	29,4	37,7	48,1	61,1	77,6	98,1	124
0,40	6,73	9,16	12,2	16,2	21,2	27,5	35,5	45,6	58,2	74,0	93,8	118	150
0,50	7,94	10,8	14,5	19,3	25,3	32,9	42,4	54,5	69,6	88,5	112	142	179
0,60	9,23	12,6	17,0	22,6	29,8	38,7	50,1	64,3	82,2	104	133	168	213
0,70	10,6	14,6	19,7	26,3	34,6	45,2	58,5	75,2	96,2	122	155	197	250
0,80	12,0	16,7	22,6	30,3	39,9	52,2	67,6	87,0	111	142	180	229	290
0,90	13,6	18,9	25,8	34,5	45,6	59,7	77,5	99,9	128	163	207	263	333
1,00	15,2	21,3	29,1	39,1	51,8	67,8	88,1	113	145	186	237	302	384

Окончание табл. 9.4

b_0	Внешняя добротность $Q_{вн}$ двух связанных ВДР при отношении l/a												
	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7	0,75	0,8
	$l_2/a=0{,}07$, $\varepsilon_2=14$												
0,0	2,35	3,30	4,64	6,09	8,23	10,7	13,9	17,9	22,8	29,0	36,7	46,4	58,5
0,01	2,42	3,46	4,75	6,37	8,42	10,9	14,2	18,2	23,3	29,6	37,5	47,4	59,5
0,02	2,49	3,54	4,86	6,52	8,60	11,2	14,5	18,6	23,7	30,1	38,2	48,3	60,7
0,03	2,56	3,63	4,97	6,66	8,78	11,4	14,8	18,9	24,2	30,8	39,0	49,1	61,9
0,04	2,64	3,72	5,08	6,80	8,97	11,6	15,1	19,3	24,7	31,4	39,8	50,1	63,1
0,05	2,71	3,81	5,20	6,95	9,16	11,9	15,4	19,7	25,2	32,0	40,5	51,1	64,2
0,06	2,79	3,90	5,32	7,10	9,35	12,1	15,7	20,1	25,7	32,6	41,3	52,1	65,6
0,08	2,94	4,09	5,56	7,41	9,75	12,6	16,3	21,0	26,7	34,0	42,9	54,2	68,3
0,10	3,10	4,29	5,81	7,74	10,1	13,2	17,0	21,8	27,8	35,3	44,7	56,4	71,0
0,15	3,50	4,81	6,48	8,61	11,2	14,6	18,8	24,2	30,8	39,0	49,4	62,2	78,3
0,20	3,91	5,36	7,20	9,54	12,5	16,2	20,8	26,7	34,0	43,1	54,5	68,7	86,4
0,25	4,35	5,93	7,96	10,5	13,8	17,9	23,0	29,4	37,5	47,5	60,1	75,7	95,1
0,30	4,79	6,54	8,77	11,6	15,1	19,7	25,3	32,4	41,2	52,3	66,1	83,3	104
0,40	5,73	7,82	10,5	13,9	18,2	23,6	30,4	38,9	49,6	62,9	79,5	100	126
0,50	6,72	9,22	12,4	16,4	21,6	28,0	36,2	46,3	59,0	74,9	94,7	119	150
0,60	7,79	10,7	14,4	19,2	25,3	32,9	42,5	54,5	69,5	88,2	111	140	
0,70	8,92	12,3	16,7	22,3	29,4	38,3	49,5	63,5	81,0	103	130	164	
0,80	10,1	14,0	19,1	25,6	33,8	44,1	57,1	73,3	93,7	119	150	190	
0,90	11,3	15,9	21,7	29,1	38,5	50,4	65,3	84,0	107	136	173		
1,00	12,7	17,8	24,4	32,9	43,6	57,1	74,1	95,5	122	155	197		

Таблица 9.5

b_0	Коэффициент связи k_c двух ВДР при отношении l_{12}/a												
	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6
						$l_2/a=0{,}5$, $\varepsilon_2=3{,}8$							
0,0	0,1648	0,1229	0,0933	0,0715	0,0554	0,0431	0,0338	0,0265	0,0208	0,0164	0,0131	0,0103	0,0081
0,01	0,1638	0,1224	0,0930	0,0714	0,0553	0,0431	0,0337	0,0265	0,0208	0,0164	0,0130	0,0103	0,0081
0,02	0,1629	0,1219	0,0926	0,0712	0,0552	0,0430	0,0337	0,0264	0,0208	0,0164	0,0130	0,0103	0,0081
0,03	0,1621	0,1214	0,0924	0,0711	0,0551	0,0430	0,0336	0,0264	0,0208	0,0164	0,0129	0,0103	0,0081
0,04	0,1613	0,1210	0,0922	0,0709	0,0550	0,0429	0,0336	0,0264	0,0208	0,0164	0,0130	0,0102	0,0081
0,05	0,1605	0,1206	0,0919	0,0708	0,0549	0,0428	0,0336	0,0264	0,0208	0,0164	0,0130	0,0102	0,0081
0,06	0,1598	0,1201	0,0916	0,0706	0,0549	0,0428	0,0335	0,0264	0,0208	0,0164	0,0129	0,0102	0,0081
0,08	0,1583	0,1194	0,0912	0,0704	0,0546	0,0427	0,0335	0,0263	0,0207	0,0164	0,0130	0,0102	0,0081
0,10	0,1569	0,1186	0,0908	0,0701	0,0545	0,0426	0,0334	0,0263	0,0207	0,0164	0,0129	0,0102	0,0081
0,15	0,1540	0,1170	0,0899	0,0696	0,0542	0,0424	0,0333	0,0262	0,0207	0,0163	0,0129	0,0102	0,0081
0,20	0,1516	0,1157	0,0892	0,0692	0,0540	0,0423	0,0332	0,0261	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0081
0,25	0,1498	0,1147	0,0886	0,0688	0,0538	0,0421	0,0331	0,0261	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0081
0,30	0,1484	0,1138	0,0881	0,0686	0,0536	0,0421	0,0331	0,0261	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0081
0,40	0,1463	0,1128	0,0875	0,0682	0,0534	0,0420	0,0330	0,0260	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0081
0,50	0,1451	0,1121	0,0871	0,0681	0,0533	0,0419	0,0330	0,0260	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0081
0,60	0,1443	0,1117	0,0870	0,0680	0,0533	0,0419	0,0330	0,0261	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0081
0,70	0,1439	0,1116	0,0869	0,0679	0,0533	0,0419	0,0330	0,0261	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0080
0,80	0,1437	0,1115	0,0869	0,0680	0,0533	0,0420	0,0330	0,0261	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0080
0,90	0,1437	0,1115	0,0870	0,0680	0,0534	0,0420	0,0331	0,0261	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0080
1,00	0,1437	0,1116	0,0870	0,0681	0,0534	0,0420	0,0331	0,0261	0,0206	0,0163	0,0129	0,0102	0,0080
$(A_в/\lambda_р)_1^{ср}$	0,699	0,695	0,692	0,690	0,689	0,687	0,687	0,686	0,685	0,685	0,685	0,685	0,684
$(A_в/\lambda_р)_2^{ср}$	0,717	0,709	0,703	0,698	0,694	0,692	0,690	0,689	0,688	0,687	0,686	0,686	0,685

Продолжение табл. 9.5

b_0	Коэффициент связи k_c двух ВДР при отношении l_{12}/a												
	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6
						$l_2/a=0{,}2$, $\varepsilon_2=6{,}6$							
0,0	0,311	0,230	0,162	0,128	0,093	0,071	0,055	0,0435	0,0341	0,0269	0,0212	0,0167	0,0133
0,01	0,307	0,218	0,161	0,121	0,092	0,071	0,055	0,0435	0,0341	0,0268	0,0211	0,0167	0,0132
0,02	0,304	0,217	0,160	0,120	0,092	0,071	0,055	0,0434	0,0341	0,0268	0,0211	0,0167	0,0132
0,03	0,301	0,216	0,159	0,120	0,092	0,071	0,055	0,0433	0,0340	0,0268	0,0212	0,0167	0,0132
0,04	0,298	0,214	0,159	0,120	0,092	0,071	0,055	0,0433	0,0340	0,0267	0,0211	0,0167	0,0132
0,05	0,296	0,213	0,158	0,119	0,091	0,070	0,055	0,0432	0,0340	0,0267	0,0211	0,0167	0,0132
0,06	0,293	0,212	0,157	0,119	0,091	0,070	0,055	0,0431	0,0339	0,0267	0,0211	0,0167	0,0132
0,08	0,288	0,209	0,156	0,118	0,091	0,070	0,055	0,0430	0,0338	0,0267	0,0211	0,0167	0,0132
0,10	0,283	0,207	0,155	0,118	0,090	0,070	0,054	0,0430	0,0338	0,0266	0,0210	0,0167	0,0132
0,15	0,274	0,202	0,152	0,116	0,089	0,069	0,054	0,0428	0,0337	0,0265	0,0210	0,0166	0,0132
0,20	0,266	0,198	0,150	0,115	0,089	0,069	0,054	0,0426	0,0336	0,0265	0,0210	0,0166	0,0132
0,25	0,259	0,194	0,148	0,114	0,088	0,069	0,054	0,0425	0,0335	0,0264	0,0209	0,0166	0,0132
0,30	0,254	0,191	0,146	0,113	0,087	0,068	0,053	0,0424	0,0334	0,0264	0,0209	0,0166	0,0132
0,40	0,246	0,187	0,144	0,111	0,087	0,068	0,053	0,0422	0,0333	0,0264	0,0209	0,0166	0,0131
0,50	0,241	0,184	0,142	0,110	0,086	0,067	0,053	0,0421	0,0333	0,0263	0,0209	0,0166	0,0131
0,60	0,236	0,182	0,141	0,109	0,086	0,067	0,053	0,0420	0,0332	0,0263	0,0209	0,0166	0,0131
0,70	0,233	0,180	0,140	0,109	0,085	0,067	0,053	0,0420	0,0332	0,0263	0,0208	0,0166	0,0131
0,80	0,231	0,179	0,139	0,109	0,085	0,067	0,053	0,0420	0,0332	0,0263	0,0209	0,0166	0,0131
0,90	0,299	0,178	0,138	0,108	0,085	0,067	0,053	0,0420	0,0332	0,0263	0,0209	0,0166	0,0131
1,00	0,227	0,177	0,138	0,108	0,085	0,067	0,053	0,0420	0,0332	0,0263	0,0209	0,0166	0,0131
$(A_в/\lambda_р)_1^{ср}$	0,710	0,710	0,705	0,701	0,699	0,697	0,695	0,694	0,693	0,692	0,692	0,691	0,691
$(A_в/\lambda_р)_1^{ср}$	0,760	0,740	0,726	0,717	0,710	0,705	0,701	0,699	0,697	0,695	0,694	0,693	0,692

Продолжение табл. 9.5

b_0	Коэффициент связи k_c двух ВДР при отношении l_{12}/a												
	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6
	$l_2/a=0{,}12$, $\varepsilon_2=9{,}6$												
0,0	0,3857	0,2655	0,1924	0,1432	0,1099	0,0836	0,0649	0,0506	0,0397	0,0312	0,0247	0,0195	0,0155
0,01	0,3806	0,2633	0,1913	0,1427	0,1085	0,0834	0,0647	0,0505	0,0396	0,0312	0,0246	0,0195	0,0155
0,02	0,3757	0,2614	0,1902	0,1422	0,1081	0,0832	0,0646	0,0505	0,0396	0,0312	0,0246	0,0195	0,0154
0,03	0,3710	0,2594	0,1892	0,1417	0,1078	0,0831	0,0645	0,0504	0,0396	0,0311	0,0246	0,0195	0,0154
0,04	0,3665	0,2575	0,1883	0,1412	0,1075	0,0829	0,0644	0,0503	0,0395	0,0311	0,0246	0,0195	0,0154
0,05	0,3622	0,2556	0,1874	0,1407	0,1073	0,0827	0,0643	0,0503	0,0394	0,0311	0,0246	0,0195	0,0154
0,06	0,3580	0,2539	0,1865	0,1402	0,1070	0,0826	0,0642	0,0502	0,0395	0,0311	0,0245	0,0194	0,0154
0,08	0,3503	0,2504	0,1847	0,1392	0,1064	0,0822	0,0640	0,0501	0,0394	0,0311	0,0245	0,0194	0,0154
0,12	0,3434	0,2471	0,1830	0,1383	0,1059	0,0819	0,0638	0,0500	0,0393	0,0310	0,0245	0,0194	0,0154
0,15	0,3287	0,2399	0,1793	0,1362	0,1047	0,0812	0,0634	0,0497	0,0391	0,0309	0,0244	0,0194	0,0154
0,20	0,3171	0,2339	0,1761	0,1344	0,1037	0,0806	0,0630	0,0495	0,0390	0,0308	0,0244	0,0194	0,0154
0,25	0,3078	0,2290	0,1733	0,1329	0,1028	0,0801	0,0627	0,0493	0,0389	0,0308	0,0243	0,0193	0,0153
0,30	0,3002	0,2249	0,1710	0,1316	0,1021	0,0796	0,0624	0,0492	0,0388	0,0307	0,0243	0,0193	0,0153
0,40	0,2886	0,2184	0,1674	0,1295	0,1009	0,0790	0,0620	0,0489	0,0387	0,0306	0,0243	0,0193	0,0153
0,50	0,2802	0,2137	0,1648	0,1280	0,1000	0,0785	0,0618	0,0488	0,0386	0,0306	0,0242	0,0192	0,0153
0,60	0,2739	0,2102	0,1628	0,1269	0,0994	0,0781	0,0616	0,0487	0,0385	0,0305	0,0242	0,0193	0,0153
0,70	0,2690	0,2075	0,1613	0,1260	0,0989	0,0779	0,0615	0,0486	0,0385	0,0305	0,0242	0,0193	0,0153
0,80	0,2652	0,2054	0,1601	0,1254	0,0986	0,0777	0,0614	0,0485	0,0385	0,0305	0,0242	0,0193	0,0153
0,90	0,2621	0,2037	0,1592	0,1249	0,0983	0,0776	0,0613	0,0485	0,0385	0,0305	0,0242	0,0192	0,0153
1,00	0,2595	0,2023	0,1585	0,1246	0,0981	0,0775	0,0613	0,0485	0,0384	0,0305	0,0242	0,0192	0,0153
$(A_в/\lambda_р)_1^{ср}$	0,721	0,719	0,715	0,711	0,707	0,705	0,703	0,701	0,700	0,699	0,698	0,698	0,697
$(A_в/\lambda_р)_2^{ср}$	0,783	0,757	0,740	0,729	0,720	0,714	0,709	0,706	0,704	0,702	0,700	0,699	0,699

Окончание табл. 9.5

b_0	Коэффициент связи k_c двух ВДР при отношении l_{12}/a												
	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6
	$l_2/a=0{,}5$, $\varepsilon_2=14$												
0,0	0,4346	0,3042	0,2153	0,1647	0,1227	0,0945	0,0736	0,0578	0,0455	0,0360	0,0286	0,0227	0,0181
0,01	0,4293	0,2951	0,2142	0,1602	0,1222	0,0944	0,0735	0,0576	0,0455	0,0360	0,0286	0,0227	0,0181
0,02	0,4241	0,2931	0,2133	0,1597	0,1219	0,0941	0,0734	0,0576	0,0454	0,0360	0,0286	0,0227	0,0181
0,03	0,4190	0,2911	0,2123	0,1592	0,1216	0,0940	0,0733	0,0575	0,0454	0,0359	0,0285	0,0227	0,0181
0,04	0,4141	0,2891	0,2113	0,1587	0,1213	0,0938	0,0732	0,0574	0,0453	0,0359	0,0285	0,0227	0,0181
0,05	0,4093	0,2872	0,2104	0,1582	0,1210	0,0936	0,0731	0,0574	0,0453	0,0359	0,0285	0,0227	0,0181
0,06	0,4048	0,2852	0,2094	0,1577	0,1207	0,0934	0,0730	0,0574	0,0452	0,0358	0,0284	0,0226	0,0181
0,08	0,3961	0,2815	0,2076	0,1567	0,1201	0,0931	0,0728	0,0572	0,0452	0,0358	0,0284	0,0226	0,0180
0,10	0,3881	0,2779	0,2057	0,1557	0,1196	0,0928	0,0726	0,0571	0,0451	0,0357	0,0284	0,0226	0,0180
0,15	0,3711	0,2698	0,2015	0,1533	0,1182	0,0920	0,0721	0,0568	0,0449	0,0356	0,0283	0,0226	0,0180
0,20	0,3573	0,2628	0,1978	0,1513	0,1170	0,0913	0,0716	0,0565	0,0447	0,0355	0,0282	0,0225	0,0180
0,25	0,3460	0,2569	0,1946	0,1494	0,1159	0,0906	0,0713	0,0563	0,0446	0,0354	0,0282	0,0225	0,0180
0,30	0,3368	0,2519	0,1918	0,1478	0,1150	0,0901	0,0709	0,0561	0,0445	0,0353	0,0282	0,0225	0,0179
0,40	0,3223	0,2440	0,1873	0,1453	0,1135	0,0892	0,0704	0,0558	0,0443	0,0352	0,0281	0,0224	0,0179
0,50	0,3117	0,2381	0,1840	0,1453	0,1124	0,0886	0,0700	0,0556	0,0441	0,0352	0,0280	0,0224	0,0179
0,60	0,3036	0,2335	0,1814	0,1419	0,1116	0,0881	0,0698	0,0554	0,0441	0,0351	0,0280	0,0224	
0,70	0,2972	0,2300	0,1794	0,1408	0,1110	0,0878	0,0696	0,0553	0,0440	0,0351	0,0280	0,0224	
0,80	0,2822	0,2271	0,1778	0,1399	0,1105	0,0875	0,0695	0,0552	0,0440	0,0351	0,0280	0,0224	
0,90	0,2880	0,2248	0,1765	0,1392	0,1101	0,0873	0,0694	0,0552	0,0440	0,0351	0,0280		
1,00	0,2845	0,2229	0,1755	0,1387	0,1098	0,0872	0,0693	0,0552	0,0440	0,0351	0,0280		
$(A_в/\lambda_р)_1^{ср}$	0,759	0,754	0,746	0,739	0,734	0,730	0,727	0,725	0,723	0,722	0,721	0,720	0,719
$(A_в/\lambda_р)_2^{ср}$	0,824	0,793	0,772	0,757	0,747	0,739	0,734	0,730	0,727	0,724	0,723	0,721	0,720

ВДР и коэффициент связи с подводящим волноводом для системы двух связанных ВДР, если параметры каждого из них соответствуют примеру, рассмотренному в § 8.4 при расстоянии между слоями ВДР, равном 11 мм. Порядок расчета может быть такой:

1. Пользуясь табл. 9.4, находим внешнюю добротность связанных ВДР. В нашем случае $l/a=0{,}5$, $b_0=1$, следовательно, $Q_{вн}=179$.

2. При собственной добротности $Q_0=1400$ (см. п. 6 упомянутого примера) получаем значение коэффициента связи с подводящим волноводом $K=Q_0/Q_{вн}=1400/179=7{,}8$.

3. По табл. 9.5 находим коэффициент связи между ВДР. В нашем случае $l_{12}/a=2l/a=1$, следовательно, $k_c=0{,}0331$. Обобщенный коэффициент взаимной связи равен $K_c=0{,}0331\cdot 1400=46{,}3$.

4. Нормированиой реактивности $b_0=1$ соответствует нижняя граница табл. 9.5. Поэтому для оценки смещения АЧХ принимаем $(A_в/\lambda_р)_2^{ср}=0{,}650$. Тогда центральная частота системы связанных ВДР равна $f_0=c/\lambda_р=0{,}69\cdot 3\cdot 10^8/A_в=9000$ МГц, что на 77 МГц отличается от резонансной частоты одиночного ВДР.

9.6. ВЗАИМНАЯ СВЯЗЬ АЗИМУТАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ОТКРЫТЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Если взаимная связь ДР АК конструктивно осуществляется сближением резонаторов, она естественным образом оказывается распределенной, что сказывается как на расчете, так и на характере сопутствующих явлений. Эту связь ДР АК удобно описать в терминах азимутальных волн — как в направленных ответвителях на ДВ — и характеризовать коэффициентом переходного ослабления p, равного отношению амплитуды волны определенного типа, наведенной в одном ДР, к амплитуде волны, вообще говоря, другого типа в другом ДР, поля которой являются источником. Величина p зависит от двух пар индексов, характеризующих связываемые волны. Можно говорить о матрице значений p, строки которой соответствуют типам волн в одном ДР, а столбцы — в другом. Можно также ввести и матрицу коэффициентов связи колебаний — таблицу, строки которой соответствуют типам колебаний в одном ДР АК, столбцы — типам колебаний в другом, а элементы тем или иным образом характеризуют интенсивность и фазу взаимодействия между соответствующими колебаниями. Очевидно, что матрицы коэффициентов связи колебаний и коэффициентов связи волн могут быть выражены одна через другую, так что свойства их обладают определенной общностью.

Проиллюстрируем специфику связи двух ОДР АК на простейшем примере планарной конструкции со связью двух одинаковых двумерных ОДР (рис. 9.11). Для анализа свойств такой системы можно использовать результаты, полученные в [83] при исследовании свободных колебаний системы ОДР—ДВ. Действительно, поскольку у системы имеется горизонтальная плоскость симметрии a—a', четные и нечетные относительно этой плоскости колебания связанных ДР можно рассматривать как колебания в системах «ДР — магнитная стенка» и «ДР — электрическая стенка» соот-

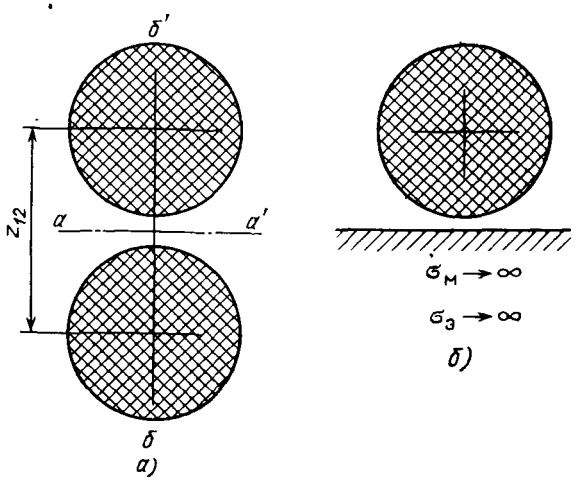


Рис. 9.11. Распределенная связь двух ДР АК: *а* — двумерная модель; *б* — эквивалентная структура для четных ($\sigma_м \to \infty$) и нечетных ($\sigma_э \to \infty$) колебаний системы

ветственно (рис. 9.11). Дисперсионные уравнения свободных колебаний двух связанных ДР АК имеют следующий вид:

для четных относительно горизонтальной плоскости

$$1+j[\xi_n - jH^{(2)}{}_{2n}(k_0 z_{12}) \mp jH^{(2)}{}_0(k_0 z_{12})]=0; \qquad (9.39)$$

для нечетных

$$1+j[\xi_n + jH^{(2)}{}_{2n}(k_0 z_{12}) \pm jH^{(2)}{}_0(k_0 z_{12})]=0, \qquad (9.40)$$

где z_{12} — расстояние между центрами резонаторов; ξ_n — обобщенная расстройка ДР, $k_0=2\pi/\lambda_р$, $\lambda_р$ — длина волны в свободном пространстве на резонансной частоте ДР; $H_i^{(2)}$ — функция Ганкеля второго рода порядка i; n — азимутальный порядок. Верхние знаки в (9.39), (9.40) относятся к четным относительно вертикальной плоскости симметрии колебаниям, нижние — к нечетным.

Таким образом, система двух связанных ДР АК имеет четыре различных частоты связи. В основе этого специфического явления лежат два механизма взаимодействия ДР. Один из них, описываемый функцией $H^{(2)}{}_{2n}(k_0 z_{12})$, связан с взаимодействием ДР через ближние почти экспоненциально спадающие поля резонаторов (в том случае, когда их каустики перекрываются) и вполне аналогичен описанному выше механизму распределенной связи азимутальных волн, а также механизму расщепления частот в ДР, как в связанных колебательных контурах. Этот механизм вызывает расщепление колебаний системы на четные и нечетные относительно горизонтальной плоскости симметрии $а$—$а'$. Второй механизм, описываемый слагаемым $H^{(2)}{}_0(k_0 z_{12})$, — взаимодействие резонаторов через волны излучения. За счет этого механизма каждое из двух расщепившихся колебаний дополнительно расщепляется еще на два колебания, различающиеся четностью поля относительно вертикальной плоскости симметрии $б$—$б'$. По порядку величины это дополнительное расщепление соответствует величине расщепления частот в системе ДР—ДВ.

Глава десятая

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ СВЧ

Одной из основных областей применения диэлектрических резонаторов в технике СВЧ является создание малогабаритных фильтров. Большинство их разновидностей построено на основе ДР с высокой диэлектрической проницаемостью при возбуждении низших типов колебаний. Применение ВДР в фильтрах СВЧ имеет некоторые особенности и рассматривается в следующей главе. Здесь мы изложим принципы практической реализации и методы инженерного расчета фильтрующих структур на базе экранированных ДР НК.

10.1. РАЗНОВИДНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ ФИЛЬТРОВ, ИХ ПАРАМЕТРЫ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА

На основе экранированных ДР НК с высокой проницаемостью используемых материалов в настоящее время реализовано множество конструкций полосно-пропускающих (ПФ) и полосно-заграждающих (ЗФ) фильтров. Общий принцип построения ПФ состоит в использовании входной и выходной линий передачи, электромагнитная связь между которыми обеспечивается при помощи нескольких ДР. В конструкции ПФ кроме ДР входят: экран — он же корпус фильтра; диэлектрические держатели резонаторов; элементы ввода и вывода энергии, обеспечивающие возбуждение крайних резонаторов.

Металлический экран устраняет излучение электромагнитных волн и исключает внеполосную передачу энергии между входом и выходом фильтра, что достигается соответствующим выбором его поперечных размеров. Он имеет, как правило, форму цилиндра или прямоугольного параллелепипеда. Потери электромагнитной энергии в стенках экрана снижают добротность ДР. Особенно это ощутимо в резонаторах из материалов с относительно небольшими значениями диэлектрической проницаемости ($\delta_р = 10 \ldots 40$) при близком расположении ДР от стенок экрана. Основная трудность, возникающая при выборе поперечного размера экрана, состоит в нахождении компромисса между достижимыми значениями добротности и внеполосного затухания. Для повышения собственной добротности колебательной системы фильтра поперечный размер экрана следует увеличивать. Это снижает потери в полосе пропускания фильтра, но одновременно уменьшается и внеполосное затухание. Уменьшение поперечных размеров экрана снижает собственную добротность звеньев фильтра (возрастают потери в полосе пропускания), увеличивает частоту основного $H_{01\delta}$-типа колебаний ДР и снижает частоту высших E-типов колебаний, приближая их к рабочей частоте. Поэтому правильный выбор поперечных размеров экрана во многом определяет параметры филь-

тра. Обычно наибольший поперечный размер экрана составляет 1,3 ... 1,6 диаметра цилиндрических ДР.

Диэлектрические держатели представляют собой плоские подставки, кольца, шайбы и т. п. из материала с малым значением $\varepsilon_д \leqslant 2{,}5$ (фторопласт, пенопласт, кварц, полистирол). Элементы ввода и вывода энергии выполняют либо в виде отрезка полого волновода, возбуждаемого ДР (рис. 10.1,*а*), либо в виде проводниковых (проволочных, полосковых) элементов, замкнутых на корпус (рис. 10.1,*г,д,ж*) или изолированных от него (рис. 10.1,*б,в*). Для улучшения согласования проводникового элемента (штыря) с линией передачи иногда его выполняют утолщенным (рис. 10.1,*б*). Элемент в виде меандра (рис. 10.1,*е*), петли (рис. 10.1,*ж*), полупетли (рис. 10.1,*и,к*) способствует увеличению связи поля ДР с ним, а для подстройки связи при фиксированных положениях резонатора и штыря можно использовать подстроечный винт (рис. 10.1,*д*) с бо́льшим диаметром.

Несмотря на большое разнообразие элементов ввода и вывода энергии, конструкции ПФ можно разделить на два основных типа, отличающихся расположением ДР друг относительно друга. Это фильтры с соосным (рис. 10.2,*а*) и планарным (рис. 10.2,*б*) расположением ДР в экране. Они могут быть приняты в качестве базовых конструкций при проектировании ПФ на ЭДР.

Важнейшим отличием фильтров с соосным расположением ЦДР является реализация сильных взаимных связей между резонаторами и минимальных потерь в экране [155]. Рекомендуемые размеры основных элементов фильтров с соосным расположением ЦДР в круглом экране в диапазоне частот 1,2 ... 12 ГГц при $\varepsilon_р = 80$ $t = 1{,}3 \ldots 1{,}5$ даны в табл. 10.1. Здесь даны отношения диаметров (в миллиметрах) экрана и ЦДР ($D_э/D$), а также приведен-

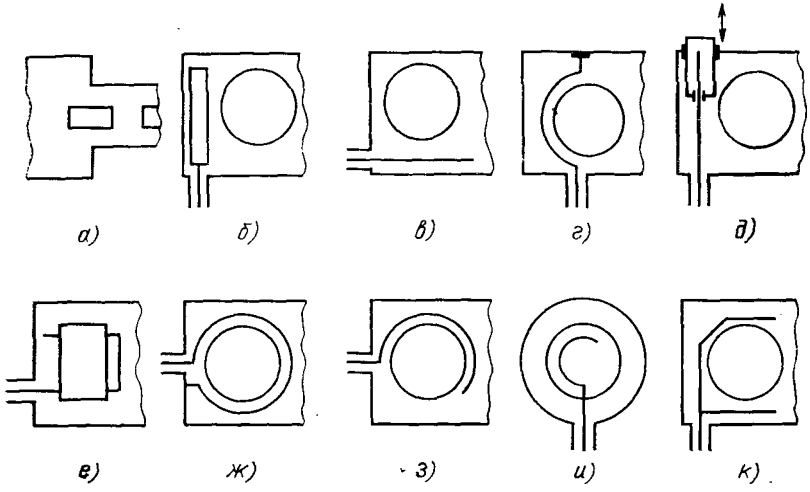


Рис. 10.1. Элементы ввода и вывода энергии ПФ:
а — регулярный волновод; *б, в, г, д* — штыревые возбудители; *е, ж, з, и, к* — полупетлевые и петлевые элементы

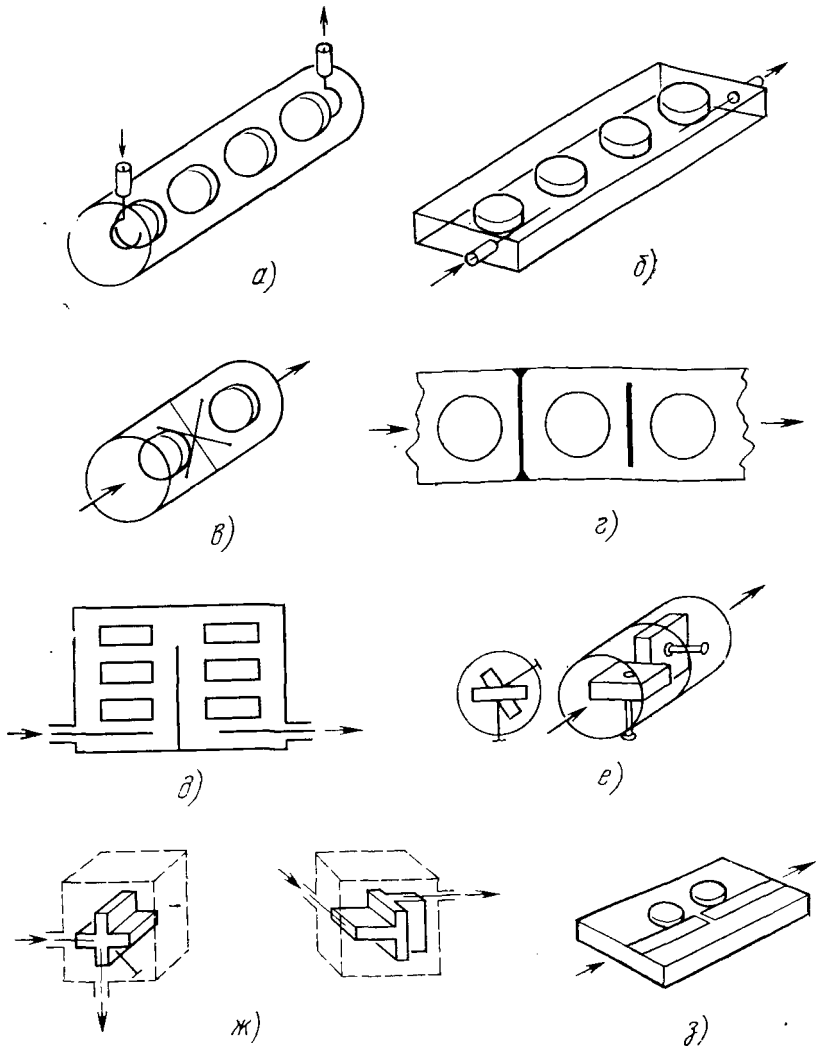


Рис. 10.2. Полосно-пропускающие фильтры с ДР НК

ные к диаметру значения высоты ЦДР средних η_c и крайних $\eta_к$ звеньев фильтра.

При использовании диэлектриков с $\varepsilon_р = 40$ все приведенные в табл. 10.1 размеры следует увеличить в 1,4 раза.

Основным преимуществом фильтров с планарным расположением ДР (боковая связь между резонаторами) является удобство их сопряжения с микрополосковыми СВЧ устройствами, выполненными по планарной технологии [103, 153]. Рекомендуемые типоразмеры внутреннего поперечного сечения ($a \times b$) экрана и диаметра резонатора (D) даны в табл. 10.2.

Таблица 10.1

f, ГГц	$D_э/D$	$\eta_к \cdot 10$	$\eta_с \cdot 10$	f, ГГц	$D_э/D$	$\eta_к \cdot 10$	$\eta_с \cdot 10$
1,2	44/34	4,8	4,2	4,6	13/8,5	4,9	4,4
1,3		3,5	3,0	4,8		4,0	3,5
1,4		2,8	2,4	5,0		3,7	3,2
1,5		2,1	1,7	5,2		3,1	2,6
				5,4		2,8	2,3
1,5	35/25	6,0	5,6	5,6		2,5	2,0
1,6		4,5	4,1				
1,7		3,9	3,3	5,6	10,5/7	4,7	4,2
1,8		3,1	2,6	5,8		3,2	3,7
				6,0		3,7	3,2
1,9	31/22	3,9	3,4	6,2		3,3	2,8
2,0		3,3	2,9	6,4		3,0	2,5
2,1		2,9	2,4	6,6		2,7	2,2
				6,8		2,5	2,0
2,2	25/18	4,7	4,2				
2,3		4,1	3,6	6,6	9/6	4,5	4,0
2,4		3,5	3,0	6,8		4,0	3,5
2,5		3,2	2,6	7,0		3,7	3,2
2,6		2,8	2,3	7,2		3,4	2,9
				7,4		3,0	2,5
2,6	21/15	5,3	4,7	7,6		2,8	2,3
2,7		4,4	3,8	7,8		2,6	2,1
2,8		3,9	3,4				
2,9		3,5	2,1	7,8	7/5	5,4	4,9
3,0		3,2	2,6	8,0		4,6	4,1
2,1		2,8	2,4	8,2		4,2	3,7
				8,4		3,9	3,4
3,0	18/13	5,3	4,7	8,6		3,6	3,2
3,2		4,1	3,5	8,8		3,4	2,8
3,4		3,3	2,8				
3,6		2,8	2,3	9,0		3,2	2,6
				9,2		2,9	2,4
3,4	17/12	4,4	3,8	9,4		2,7	2,3
3,6		3,6	3,1	9,6		2,6	2,2
3,8		3,0	2,5				
4,0		2,6	2,1				
3,6	15/10	6,0	5,5	9,4	6,4	6,0	5,5
3,8		5,4	4,9	9,8		4,8	4,4
4,0		4,4	3,9	10,0		4,4	3,9
4,2		3,7	3,2	10,4		3,8	3,3
4,4		3,1	2,6	10,8		3,3	2,8
4,6		2,9	2,4	11,0		3,2	2,7

Примечание. Размеры даны в миллиметрах.

Таблица 10.2

f, ГГц	$\varepsilon_р$	D, мм	$a \times b$, мм²	f, ГГц	$\varepsilon_р$	D, мм	$a \times b$, мм²
1,2...1,5	80	29	29×43	6...7	80	6,5	6×10
1,5...1.8		25	24×37	7...8		6	5×9
1,8...2		23	20×35	8...9		5	4×8
2...2,5		18	18×28	9...10		4	3,5×7
2,5...3		15	16×24	10...11	40	6	10×10
3...3,5		13	14×20	11...14		5	8×8
3,5...4		12	12×18	14...18		4	5×8
4...4,5		10	10×15	18...22		3	5,5×5,5
4,5...5		8,5	9×13	22...26		3	3×5,5
5...6		7	7×11	26...36		2	3×3,4

На основе этих базовых конструкций фильтров могут быть реализованы различные модификации ПФ с улучшенными параметрами и характеристиками. Например, вводя между ДР различные диафрагмы, можно уменьшить связь между звеньями и тем самым уменьшить длину фильтра, а также подавить некоторые паразитные полосы пропускания, обусловленные высшими типами колебаний. В последнем случае диафрагмы выполняют роль фильтров типов колебаний. Так, крестообразные диафрагмы (рис. 10.2,*в*), введенные в фильтр с соосным расположением ДР, уменьшают его длину в 1,3 ... 1,4 раза и подавляют паразитные полосы пропускания, обусловленные E-типами колебаний.

Введение таких металлических стержней между ДР в фильтре с планарным расположением ДР (рис. 10.2,*г*) позволяет изменять величину связи между звеньями. Причем если концы стержня соединены с экраном, то связь уменьшается, а изолированный от экрана стержень увеличивает связь между резонаторами, что позволяет расширить полосу пропускания фильтра.

На рис. 10.2,*д* показан компактный фильтр, сочетающий в себе соосное и планарное расположение ДР. В таких фильтрах, во-первых, уменьшается число паразитных полос пропускания, а во-вторых, удобно осуществлять связь между несоседними звеньями, формируя при этом требуемую форму АЧХ, например эллиптического типа.

Настройка фильтров на ДР облегчается введением раздельных настроек звеньев по частотам и регулировки связи между ними. Например, в ПФ, показанном на рис. 10.2,*е*, каждый ДР и его элемент подстройки по частоте (штырь) закреплены в отдельных цилиндрических секциях, образующих фильтр. Они могут поворачиваться вокруг оси относительно друг друга, изменяя при этом связь от нулевой (при перпендикулярном расположении ДР) до максимальной (при расположении ДР в одной плоскости). В таком ПФ длина не зависит от ширины полосы пропускания, что имеет место в фильтрах базовых конструкций (рис. 10.2,*а*,*б*).

Использование крестообразных и Т-образных ДР позволяет создавать ПФ с малыми габаритными размерами. Крестообразный и Т-образный резонаторы, по существу, представляют собой двух- или трехзвенные ПФ (рис. 10.2,*ж*). Для этого достаточно лишь связать один из слоев с входной, а другой — с выходной линиями передачи и обеспечить связь между слоями введением неоднородности или нарушением симметрии. Так как здесь исключается взаимная связь между ортогонально расположенными входом и выходом, то экран может быть и не запредельным в области рабочих частот, как это имеет место в ПФ других типов.

Отличием конструкций двухрезонаторного микрополоскового ПФ (рис. 10.2,*з*) является наличием емкостной связи входного и выходного ленточных проводников, что позволяет реализовать повышенную прямоугольность АЧХ эллиптического вида.

Принцип построения полосно-заграждающих фильтров на ДР основан на использовании электромагнитной связи одного или нескольких резонаторов с линией передачи. В качестве такой линии обычно используется волновод либо микрополосковая линия передачи (рис. 10.3,*а*). На резонансной частоте системы волновод — ДР вследствие поглощения и отражения энергии резонатором ее передача на выход устройства минимальна. Количество используемых ДР и их расположение в линии передачи определяется требованиями к уровню заграждения в заданной полосе частот. В многорезонаторных ЗФ с резонаторами, расположенными вдоль линии передачи (рис. 10.3,*б*) и связанными с ней по одной (поперечной или продольной) составляющей поля распространяющейся волны, расстояние между ДР составляет $3\lambda_в/4$, где $\lambda_в$ — длина волны в линии передачи на центральной частоте ЗФ. Это обусловлено необходимостью исключения непосредственной взаимной связи ДР по полям нераспространяющихся высших типов волн [151]. Представляют интерес конструкции (рис. 10.3,*в*), в которых применен прямоугольный волновод, а ЦДР расположены в областях круговой поляризации магнитного СВЧ-поля, причем ориентация каждого из двух ЦДР, расположенных в одном поперечном сечении волновода, соответствует связи отдельно по поперечной либо продольной составляющей магнитного СВЧ-поля. Это позволяет улучшить прямоугольность АЧХ благодаря реализации минимумов затухания на склонах АЧХ выше и ниже центральной частоты ЗФ, обусловленных нерезонансной связью ЦДР с волноводом.

Регулирование степени связи ДР с полем распространяющейся волны в ЗФ осуществляют приближением (удалением) резонаторов к отрезкам запредельных волноводов, которые расположены перпендикулярно продольной оси используемой линии передачи и связаны с ней, например, по узкой стенке прямоугольного волновода (рис. 10.3,*г*). В этом случае резонансная связь ДР с прямоугольным волноводом может быть существенно уменьшена, а симметрия АЧХ коэффициента передачи улучшена вследствие минимальной нерезонансной связи ДР с волноводом. Для уменьшения

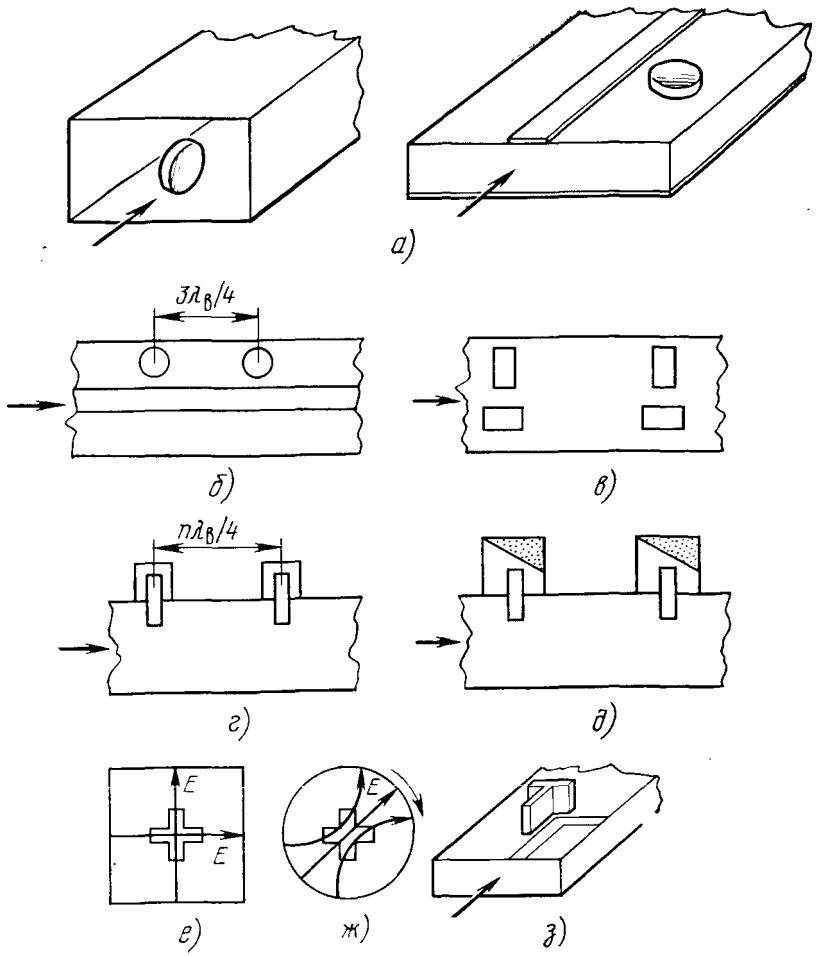


Рис. 10.3. Полосно-заграждающие фильтры с ДР

отражения ЗФ на его центральной частоте целесообразно резонаторы располагать в отрезках регулярных волноводов с включением в них поглощающих нагрузок (рис. 10.3,*д*).

Использование крестообразных и Т-образных ДР в ЗФ (рис. 10.3,*е—з*) позволяет осуществить фильтрацию двух взаимно ортогональных волн с одинаковой или различными частотами, а также фильтрацию волн с вращающейся поляризацией [156]. Эти резонаторы могут быть применены также в сочетании с микрополосковыми линиями передачи (рис. 10.3,*з*).

Особый практический интерес представляют конструкции ЗФ на основе прямоугольного волновода с ДР в форме шара, куба или крестообразного резонатора, расположенного в области круговой поляризации магнитного СВЧ-поля таким образом, что в ДР воз-

буждаются два ортогонально поляризованных вырожденных колебания, причем благодаря их раздельному возбуждению поперечной и продольной составляющими поля волновода со сдвигом по фазе на 90° реализуется АЧХ коэффициента передачи с повышенной частотной избирательностью. Форма АЧХ такого фильтра на одном ДР адекватна характеристике фильтра с двумя ЦДР, разнесенными вдоль волновода на расстояние $3\lambda_в/4$.

Таким образом, в реальных конструкциях фильтров на ДР используются частотно-избирательные структуры в виде нескольких резонаторов, связанных друг с другом и с линиями передачи. Коэффициенты, оценивающие количественно степень этих связей, определяют вид АЧХ коэффициентов передачи и отражения. На рис. 10.4 приведен вид обобщенной АЧХ коэффициента передачи ПФ; принятые здесь обозначения имеют следующий смысл: f_0 — центральная частота полосы пропускания $2\Delta f_п$ фильтра, в которой потери равны $A_п$, неравномерность вносимых фильтром потерь равна $\Delta A_{п.п}$; $A_{мин}$ — уровень минимальных потерь фильтра в полосе пропускания ($A_п = A_{мин} + \Delta A_{п.п}$); $2\Delta f_з$ — ширина полосы заграждения, в которой вносимое фильтром затухание равно $A_з$; $\Delta f_{прi}$ — абсолютная частотная отстройка от центральной частоты f_0 до резонансной частоты i-го колебания, ухудшающего характеристику фильтра за счет уменьшения вносимых потерь до значения $A_{прi}$ по сравнению с уровнем развязки $A_с$, т. е. уровнем слабой связи входной и выходной линий передачи вне резонанса используемого рабочего колебания с частотой f_0; $\Delta f_{м.п}$ — абсолютная частотная отстройка от f_0 до частоты, на которой вблизи полосы пропускания возможен максимум затухания $A_{м.п}$. В ряде конструкций фильтров (см., например, рис. 10.2,з) такой максимум реализуется одновременно при расстройках $\Delta f_{м.п}$ ниже и выше частоты f_0.

Наряду с абсолютными величинами, характеризующими АЧХ, ПФ, целесообразно ввести в рассмотрение относительные параметры: $W_п = 2\Delta f_п / f_0$ — относительную полосу пропускания; $W_з =$

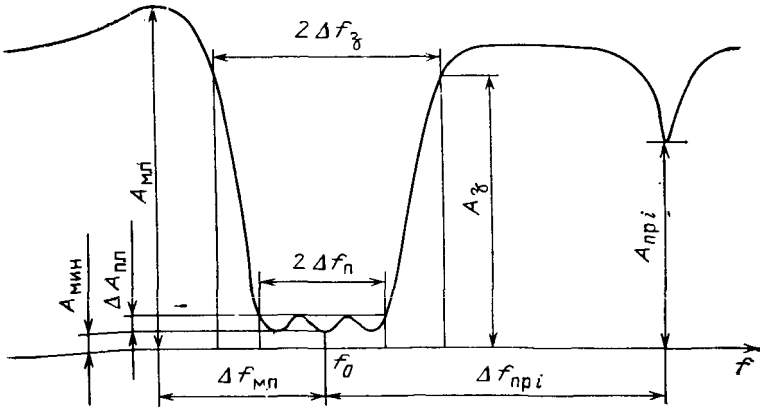


Рис. 10.4. Обобщенная АЧХ полосно-пропускающего фильтра

$=2\Delta f_з/f_0$ — относительную полосу заграждения; $\xi_{п.п}=2\Delta f_п/2\Delta f_0$ — приведенную полосу пропускания, где $2\Delta f_0$ — ширина полосы ненагруженного ДР, связанная с его собственной добротностью отношением $Q_0=f_0/2\Delta f_0$; S_0 — умноженную на $2\Delta f_0$ крутизну склонов АЧХ S.

Задачей инженерного расчета фильтров СВЧ с ДР является нахождение размеров элементов конструкций фильтров, параметров резонаторов и используемых линий передачи, при которых выполняются требования технического задания на характеристики проектируемого фильтра. Сложившиеся подходы к инженерному расчету ПФ на ДР состоят в следующем. Один из применяемых наиболее широко подходов можно назвать традиционным; он основан на нахождении коэффициентов связи ДР и внешних добротностей крайних резонаторов путем применения табулированных значений элементов низкочастотных прототипов, зависящих от количества звеньев фильтров и их характеристики. При этом используются таблицы [135, 141], рассчитанные ранее применительно к синтезу фильтровых структур на различной элементной базе. Неучет диссипативных потерь в резонаторах при таком синтезе ограничивает его область применений в случае фильтров с диэлектрическими резонаторами. Поэтому представляет интерес сочетание этого метода с формами учета потерь в резонаторах, изложенными в [134, 144, 157]. Заслуживает развития применительно к устройствам с ДР также метод синтеза фильтров с учетом диссипативных потерь, основанный на новых видах аппроксимации АЧХ фильтров, позволяющих учитывать потери устройств и минимизировать коэффициент отражения от входа фильтра [158].

В последнее время применительно к фильтрам на ДР развивается подход, который основан на нахождении аналитических соотношений для характеристик передачи и отражения многорезонаторных диэлектрических структур в терминах обобщенных коэффициентов связи с последующим решением задачи оптимального параметрического синтеза фильтров [123, 149, 150]. Преимущества этого подхода состоят в учете диссипативных потерь в резонаторах и нахождении решений, близких к оптимальным и поэтому наилучшим образом отвечающих требованиям технического задания на фильтр. Практическое использование любого из названных методов применительно к диэлектрическим фильтрам сопряжено также с необходимостью знания зависимостей коэффициентов связи от параметров диэлектрических резонаторов и линий передачи, т. е. зависимостей, которые были рассмотрены в гл. 8 и 9.

Изложим подробнее сущность и особенности расчетов диэлектрических фильтров по низкочастотным прототипам и методом оптимального синтеза по обобщенным коэффициентам связи.

10.2. РАСЧЕТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПРОТОТИПОВ

Методика инженерного расчета полосно-пропускающих фильтров с использованием низкочастотных прототипов позволяет рассчитывать фильтры с относительной полосой пропускания до 10% и состоит из двух этапов [135]. Первый этап, общий для фильтров с коаксиальным и планарным расположением ДР, включает в себя расчет количества звеньев N фильтра, внешних добротностей $Q_{\text{вн}}$ крайних резонаторов и требуемых значений коэффициентов взаимных связей $K_{i,\,i+1}$ между звеньями фильтров. При этом используется прототип фильтра нижних частот на сосредоточенных параметрах. Второй этап методики включает расчет размеров ДР и конструктивных размеров всех элементов, составляющих электродинамическую систему фильтра.

Исходными данными для расчета обычно являются: средняя частота f_0 полосы пропускания; полоса пропускания $2\Delta f_{\text{п}}(W_{\text{п}})$; минимальные потери $A_{\text{мин}}$; уровень затухания $A_{\text{зг}}$ при заданной относительной отстройке $0{,}5W_{\text{зг}}$ от частоты f_0; $K_{\text{ст}\,U}$ входа и выхода фильтра в полосе пропускания.

Расчет параметров фильтра начинается с нахождения количества звеньев N фильтра, для чего целесообразно воспользоваться графиками на рис. 10.5, где A — семейство зависимостей $W_{\text{з}}/W_{\text{п}}$ от N для разных значений $A_{\text{з}}$ применительно к чебышевской АЧХ согласно формуле

$$N=\frac{\ln\left[\dfrac{\sqrt{10^{0,1A_{\text{з}}}-1}}{(K_{\text{ст}\,U}-1)/(K_{\text{ст}\,U}+2)}\right]+\sqrt{(10^{0,1A_{\text{з}}}-1)\left[\left(\dfrac{K_{\text{ст}\,U}+2}{K_{\text{ст}\,U}-1}\right)^2-1\right]}}{\ln\left[\dfrac{W_{\text{з}}}{W_{\text{п}}}+\sqrt{\left(\dfrac{W_{\text{з}}}{W_{\text{п}}}\right)^2-1}\right]}, \tag{10.2}$$

полученной из известного соотношения [135] при следующих допущениях: $K_{\text{ст}\,U}\leqslant 2$, $0{,}25W^2_{\text{з}}\ll 1$. На этом же рис. 10.5 дано семейство B зависимостей $A_{\text{мин}}W_{\text{п}}$ от N для разных значений собственной добротности ДР Q_0. Это семейство построено с использованием известного соотношения

$$A_{\text{мин}}\cdot W_{\text{п}}=4{,}343N/Q_0, \tag{10.3}$$

приближенно учитывающего связь между уровнем минимальных потерь фильтра, его относительной полосой пропускания, числом резонаторов и их собственной добротностью.

Порядок пользования графиками на рис. 10.5 такой. По заданному отношению $W_{\text{з}}/W_{\text{п}}$, $K_{\text{ст}U}$ и $A_{\text{з}}$ из семейства A находится количество звеньев N. Затем по найденному N, заданной Q_0 ДР из графиков семейства B находится величина $A_{\text{мин}}$, которая может быть реализована в фильтре. Если она больше требуемой, то заданные характеристики фильтра на ДР с имеющейся Q_0 не ре-

Таблица 10.3

N	Значение $Q_{вн}W_п$ для $K_{стU}$				
	1,1	1,2	1,3	1,5	2,0
1	0,0953	0,1826	0,263	0,408	0,707
2	0,4472	0,6325	0,774	1,000	1,414
3	0,6274	0,8187	0,962	1,189	1,608
4	0,7111	0,8990	1,041	1,265	1,681
5	0,7546	0,9395	1,079	1,302	1,717
6	0,7796	0,9624	1,101	1,322	1,735
7	0,7953	0,9765	1,114	1,335	1,749
8	0,8056	0,9858	1,123	1,343	1,756
9	0,8128	0,9923	1,129	1,349	1,762
10	0,8180	0,9969	1,133	1,353	1,766

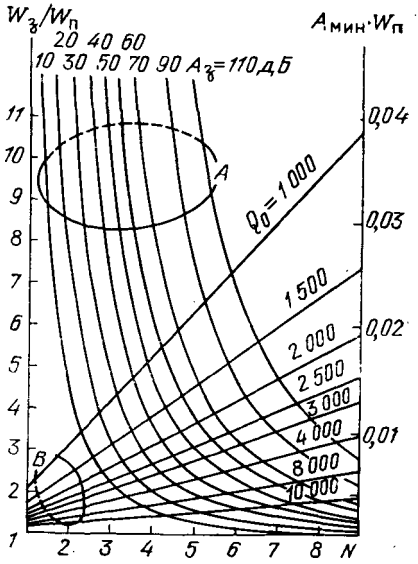


Рис. 10.5. Графики для расчета количества звеньев ПФ

ализуются. Необходимо поступиться либо величиной $W_з/W_п$ (в сторону ее увеличения), либо величиной $A_з$ (в сторону уменьшения), либо $K_{стU}$ (в сторону увеличения), либо $A_{мин}W_п$ (в сторону увеличения). Также следует поступить, если по какой-либо причине не подходит найденное значение N (например, если оно больше, чем позволяют габариты фильтра).

Величины внешних добротностей крайних звеньев фильтра определяют размеры элементов ввода и вывода энергии. Они определяются из формулы

$$Q_{вн}=g_1/W_п, \qquad (10.4)$$

где g_1 — элемент НЧ-прототипа, зависящий от N, $K_{стU}$. Для чебышевской АЧХ значения величины $Q_{вн}W_п=g_1$ приведены в табл. 10.3 для ряда значений $K_{стU}$ фильтра и числе резонансных звеньев N от одного до десяти.

Коэффициенты связи между ДР зависят от числа N, $K_{стU}$, вида АЧХ и могут быть рассчитаны по формуле

$$k_{i,\,i+1}=W_п/\sqrt{g_i g_{i+1}}, \qquad (10.5)$$

где $i=1, 2, \ldots, N+1$ — номера ДР; g_i — элементы НЧ прототипов. Зависимости $k_{i,i+1}/W_п$ от N и $K_{стU}$ для чебышевской АЧХ фильтра приведены в табл. 10.4. Здесь верхние числа в каждой клетке суть k_{12}, следующие за ним вниз — k_{23} и далее до $k_{N-1,\,N}$.

Нахождением требуемых значений $Q_{вн}$ и коэффициентов связи завершается первый этап расчета фильтра. На втором этапе расчет проводится применительно к конкретной конструкции фильтра с соосным или планарным расположением резонаторов. При этом заданными (или выбранными) параметрами являются: относительные диэлектрические проницаемости и углы потерь матери-

Таблица 10.4

N	K_{ctU}					N	K_{ctU}				
	1,1	1,2	1,3	1,5	2,0		1,1	1,2	1,3	1,5	2,0
2	2,344	1,732	1,471	1,224	0,999	7	0,950	0,845	0,792	0,735	0,675
							0,641	0,604	0,586	0,567	0,548
							0,592	0,567	0,555	0,543	0,531
3	1,283	1,059	0,956	0,853	0,754		0,592	0,592	0,555	0,534	0,531
	1,283	1,059	0,956	0,853	0,754		0,641	0,606	0,586	0,567	0,548
							0,950	0,845	0,792	0,735	0,675
4	1,083	0,903	0,858	0,783	0,707	8	0,938	0,836	0,785	0,703	0,672
	0,795	0,711	0,672	0,633	0,594		0,631	0,596	0,579	0,562	0,545
	1,083	0,930	0,858	0,783	0,707		0,577	0,577	0,546	0,536	0,526
							0,565	0,548	0,539	0,531	0,522
5	1,008	0,882	0,821	0,756	0,689		0,577	0,577	0,546	0,536	0,526
	0,698	0,643	0,617	0,591	0,565		0,631	0,596	0,579	0,562	0,545
	1,698	0,643	0,617	0,591	0,565		0,938	0,836	0,785	0,730	0,672
	1,008	0,882	0,821	0,756	0,689						
6	0,971	0,858	0,802	0,742	0,680	9	0,929	0,830	0,780	0,727	0,670
	0,660	0,617	0,596	0,575	0,554		0,626	0,591	0,576	0,559	0,543
	0,621	0,588	0,572	0,580	0,540		0,569	0,550	0,541	0,532	0,523
	0,660	0,617	0,596	0,575	0,554		0,559	0,539	0,532	0,525	0,518
	0,971	0,858	0,802	0,742	0,680		0,559	0,539	0,532	0,525	0,518
							0,569	0,550	0,541	0,532	0,523
							0,626	0,591	0,576	0,559	0,543
							0,929	0,830	0,780	0,727	0,670

алов ДР, держателей резонаторов и подложек элементов ввода и вывода энергии; материал экрана; допустимые максимальные габаритные размеры фильтра; средняя частота полосы пропускания; собственная добротность резонаторов. Для расчетов используются также найденные на первом этапе расчета значения $Q_{вн}$ и $k_{i,\,i+1}$. В процессе расчетов элементов конструкций фильтров с соосным расположением ЦДР в круглом экране сначала выбирается диаметр ЦДР с учетом рекомендуемых значений из табл. 10.1.

Диаметр экрана находится с использованием формулы (6.18) и табл. 6.4 с учетом обеспечения минимального влияния экрана на добротность ЦДР. Высоту каждого из резонаторов находим с использованием табл. 6.4 с учетом влияния на резонансную частоту ДР торцевой поверхности экрана и материала подложки с элементом связи. Для вычисления расстояний между ДР, при которых реализуются требуемые значения коэффициентов связи, целесообразно воспользоваться табл. 9.2. Размеры элементов возбуждения крайних ЦДР можно найти с помощью рис. 8.9.

Особенности практического использования изложенной методики расчета ПФ на основе ЦДР в соосном экране рассмотрим на следующем примере. Пусть необходимо рассчитать фильтр с такими исходными данными: $f_0=$

$=1543$ МГц; $W_п=0{,}015$; $A_{мин}\leqslant 0{,}5$ дБ; $A_э\leqslant 50$ дБ; $W_э=0{,}052$; $K_{ст\,U}\leqslant 1{,}3$. Порядок расчета примем следующий.

1. По заданным $W_п$ и $W_э$ находим их отношение, равное 3,47, и по графикам рис. 10.5 (семейство A) для $K_{ст\,U}=1{,}3$ и $A_э=50$ дБ определяем, что число резонаторов $N\geqslant 5$.

Принимаем $N=5$.

2. Для нахождения собственной добротности Q_0 ДР сначала вычисляем произведение $A_{мин}W_п=0{,}0075$, а затем по рис. 10.5 (семейство B) находим, что точка пересечения абсциссы $N=5$ и ординаты $A_{мин}W_п=0{,}0075$ соответствует $Q_0\approx 2800$.

3. Для вычисленного $N=5$ и заданного $K_{ст\,U}=1{,}3$, пользуясь табл. 10.3, находим сначала $Q_{вн}W_п=1{,}079$, а затем, учитывая, что $W_п=0{,}015$, вычисляем $Q_{вн}=75$.

4. Для вычисленного $N=5$ и заданного $K_{ст\,U}=1{,}3$, пользуясь табл. 10.4, находим сначала значения $k_{i,i+1}/W_п$, равные 0,821; 0,617; 0,617 и 0,821, а затем, учитывая, что $W_п=0{,}015$, вычисляем коэффициенты взаимной связи между ДР, равные $k_{12}=k_{45}=0{,}0123$ и $k_{23}=k_{34}=0{,}00925$.

Переходим к расчету размеров конструкции фильтра, выполненного на ЦДР в круглом соосном экране. Крайние ЦДР связаны с внешними коаксиальными линиями передачи при помощи ленточных проводников, расположенных на диэлектрических подложках, прилегающих к торцевым поверхностям экрана. Учитывая требования минимума габаритных размеров фильтра, выбираем материал ДЭ из ТБНС.

5. Из табл. 10.1 выбираем для заданной частоты диаметр ЦДР, равный 25 мм ($R=12{,}5$ мм).

6. Для нахождения диаметра экрана, при котором сохраняется $Q_0\geqslant 2800$, воспользуемся формулой (6.18) и табл. 6.4. Из (6.18) следует, что для экрана с серебряной поверхностью должно выполняться условие

$$Q_м/100\geqslant \frac{3{,}68}{100\left(Q_0^{-1}-Q_д^{-1}\right)\sqrt{R}}=\frac{3{,}68}{100\,(3{,}33\cdot 10^{-4}-2{,}1\cdot 10^{-4})\sqrt{12{,}5}}=$$

$$=765{,}45.$$

Из табл. 6.4 для нашего случая ($f_рR=19{,}29$) видно, что это соотношение выполняется при $t\geqslant 1{,}4$. Откуда $D_э=t\cdot 2R=35$ мм.

7. Найденное значение $f_рR=19{,}29$ находится между табличными значениями 19,29 и 18,79. Поэтому искомые значения $\eta=L/D$ находим, пользуясь линейной интерполяцией, согласно которой

$$\frac{(f_р\,R)_{зад}-(f_р\,R)_{мин}}{(f_р\,R)_{макс}-(f_р\,R)_{мин}}=\frac{\eta_{иск}-\eta_{мин}}{\eta_{макс}-\eta_{мин}},\qquad (10.6)$$

где $(f_рR)_{макс}$ и $(f_рR)_{мин}$ — ближайшие табличные значения к заданному $f_рR=19{,}29$ и соответствующие им ближайшие к искомому $\eta_{иск}$ значения $\eta_{макс}$ и $\eta_{мин}$. В соответствии с этим получаем $L/D=0{,}48$ — для любого среднего резонатора фильтра (третья строка в каждой клетке табл. 6.4) и $L/D=0{,}55$ — для крайних ЦДР (четвертая строка в клетке табл. 6.4). Высота подложки, на которой укреплен элемент связи (например, полупетля) выбирается равной $0{,}3R$ (3,75 мм) из условия минимальных габаритных размеров фильтра и незначительного снижения собственной добротности крайних ЦДР из-за влияния торцевой стенки экрана.

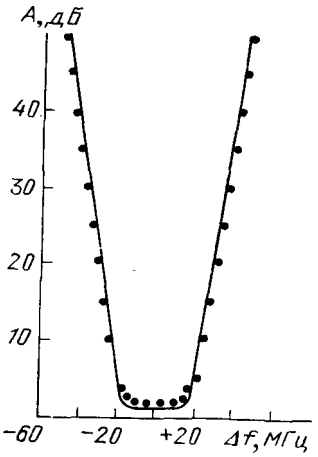


Рис. 10.6. АЧХ пятирезонаторного ПФ:
— — — расчет; · · · эксперимент

8. Расстояние между ДР определяем из табл. 9.2. Здесь заданное (рассчитанное выше в п. 6) значение $f_pR=19{,}29$ лежит между ближайшими табличными значениями, равными 18,79 и 19,55, а значения коэффициентов $k_{12}=k_{45}=0{,}0123$ и $k_{23}=k_{34}=0{,}00925$ между табличными значениями $k_c=0{,}01\ldots0{,}02$ и $k_c=0{,}006\ldots0{,}01$. Искомые расстояния между ДР можно найти линейной интерполяцией значений, приведенных в табл. 9.2 по вертикали и горизонтали.

В результате получим расстояние между первым и вторым (четвертым и пятым) резонаторами $l_{12}=1{,}08692$, т. е. $L_{12}=13{,}6$ мм. Таким же путем находим расстояние между вторым и третьим (третьим и четвертым) резонаторами, равное $L_{23}=15{,}1$ мм.

9. Размеры элементов возбуждения крайних ЦДР находим, используя рис. 8.9 при $r_п/R=0{,}8$, откуда $r_п=10$ мм. Угол $\varphi_п$ находим из рис. 8.9 по заданной внешней добротности $Q_{вн}=75$, он равен 64°.

По результатам расчета был изготовлен фильтр. В связи с тем, что значения параметров материала имели разброс в партии около 1%, а также в силу приближенности расчета, расстоянии между ЦДР в процессе настройки были несколько скорректированы по сравнению с расчетом и стали равными: $L_{12}=13.7$ мм, $L_{45}=13{,}9$ мм (расчет — 13,6 мм); $L_{23}=15{,}4$ мм, $L_{34}=15{,}6$ мм (расчет — 15,1 мм). Коррекции до 7 МГц была подвергнута также средняя частота фильтра путем изменения высоты (шлифовки) резонатора. С учетом этой коррекции была получена характеристика пятизвенного фильтра, приведенная на рис. 10.6. На этом же рисунке показана рассчитанная АЧХ при чебышевской аппроксимации.

Инженерный расчет ПФ с планарным расположением ДР на первом этапе полностью аналогичен рассмотренному выше применительно к фильтрам с соосным ЦДР. На втором этапе расчета отличие состоит в том, что рекомендуемые соотношения размеров ЦДР и экрана выбираются из табл. 10.2. Влияние экрана на добротность и резонансную частоту можно учесть, используя подход, изложенный в гл. 6. Для нахождения расстояний между ДР и параметров элементов возбуждения крайних резонаторов по требуемым значениям коэффициентов связи и внешней добротности можно воспользоваться формулами, графиками и таблицами, приведенными в гл. 8 и 9.

10.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕДАЧИ И ОТРАЖЕНИЯ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ ФИЛЬТРОВ

Всем разновидностям конструкций полосно-пропускающих фильтров, показанных на рис. 10.2, присуще общее свойство, ко-

торое состоит в том, что передача энергии из входной в выходную линию на резонансной частоте ДР обусловлена излучением энергии электромагнитного поля резонаторами; при этом непосредственную связь входной и выходной линий можно считать пренебрежимо слабой. Вид подводящих линий передачи и вид электродинамической системы, в которой расположены ДР, в таких конструкциях могут быть различными. Однако общие закономерности передачи и отражения энергии в таких частотно-избирательных системах едины и наглядно описываются в терминах обобщенных коэффициентов связи [123]. Нахождение этих закономерностей несложно осуществить при следующих обычно выполняемых на практике допущениях: учитывается только резонансная связь входной и выходной линий при помощи ДР; взаимная связь любых не рядом расположенных резонаторов пренебрежимо мала; собственные добротности и резонансные частоты всех резонаторов одинаковы; связи крайних резонаторов с подводящими линиями передачи, которые согласованы со стороны генератора и нагрузки, равны друг другу; учитывается фаза коэффициента отражения структуры, обусловленная только резонансной связью ДР.

При этих допущениях схема связей в полосно-пропускающем многорезонаторном фильтре представляет цепочечную структуру, описываемую в терминах коэффициентов связи резонаторов с подводящими линиями передачи $\dot{K}$ и обобщенных коэффициентов взаимной связи рядом расположенных резонаторов $\dot{K}_{i,\,i+1}$. В этой модели коэффициент связи $\dot{K}$ учитывает количественно степень связи любого крайнего резонатора с внешней цепью по распространяющейся волне основного типа, а коэффициенты $\dot{K}_{i,\,i+1}$ отражают взаимную связь рядом расположенных резонаторов по совокупности нераспространяющихся высших типов волн, возбуждаемых резонаторами в отрезке линии передачи между ними. Пользуясь изложенным выше алгоритмом анализа многорезонаторных структур, находим следующие соотношения для коэффициентов отражения Γ и прохождения $\dot{T}$ ПФ при различном числе используемых резонаторов:

для двухрезонаторного фильтра

$$\begin{aligned} \Gamma &= 1-2\dot{K}(1+\dot{K})\Delta^{-1}, \\ \dot{T} &= 2\dot{K}\dot{K}_{12}\Delta^{-1}, \end{aligned} \tag{10.7}$$

где $\Delta=(1+\dot{K})^2-\dot{K}_{12}\dot{K}_{21}$;

для трехрезонаторного фильтра

$$\begin{aligned} \Gamma &= 1-2\dot{K}(1+\dot{K}-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32})\Delta^{-1}, \\ \dot{T} &= -2\dot{K}\dot{K}_{12}\dot{K}_{23}\Delta^{-1}, \end{aligned} \tag{10.8}$$

где $\Delta=(1+\dot{K})^2-(1+\dot{K})(\dot{K}_{12}\dot{K}_{21}+\dot{K}_{23}\dot{K}_{32})$;

для четырехрезонаторного фильтра

$$\begin{aligned} \Gamma &= 1-2\dot{K}[(1+\dot{K})(1-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32})-\dot{K}_{34}\dot{K}_{43}]\Delta^{-1}, \\ \dot{T} &= 2\dot{K}\dot{K}_{12}\dot{K}_{23}\dot{K}_{34}\Delta^{-1}, \end{aligned} \tag{10.9}$$

где $\Delta=(1+\dot{K})^2(1-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32})-(1+\dot{K})(\dot{K}_{12}\dot{K}_{21}+\dot{K}_{34}\dot{K}_{43}+\dot{K}_{12}\dot{K}_{21}\dot{K}_{34}\dot{K}_{43})$;

для пятирезонаторного фильтра

$$\Gamma=1-2\dot{K}[(1+\dot{K})(1-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32}-\dot{K}_{34}\dot{K}_{43})-$$
$$-\dot{K}_{45}\dot{K}_{54}(1-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32})]\Delta^{-1},$$
$$\dot{T}=-2\dot{K}\dot{K}_{12}\dot{K}_{23}\dot{K}_{34}\dot{K}_{45}\Delta^{-1}, \qquad (10.10)$$

где $\Delta=(1+\dot{K})^2(1-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32}-\dot{K}_{34}\dot{K}_{43})+(1+\dot{K})[\dot{K}_{12}\dot{K}_{21}(1-\dot{K}_{34}\dot{K}_{43})+$
$+\dot{K}_{45}\dot{K}_{54}(1-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32})]+\dot{K}_{12}\dot{K}_{21}\dot{K}_{45}\dot{K}_{54}$;

для шестирезонаторного фильтра

$$\Gamma=1-2\dot{K}[1+\dot{K})A_{\Phi}-B_{\Phi}]\Delta^{-1},$$
$$\dot{T}=2\dot{K}\dot{K}_{12}\dot{K}_{23}\dot{K}_{34}\dot{K}_{45}\dot{K}_{56}\Delta^{-1}, \qquad (10.11)$$

где

$$\Delta=(1+\dot{K})^2A_{\Phi}-(1+\dot{K})[B_{\Phi}+\dot{K}_{12}\dot{K}_{21}(1-\dot{K}_{34}\dot{K}_{43}-$$
$$-\dot{K}_{45}\dot{K}_{54})]+\dot{K}_{12}\dot{K}_{21}\dot{K}_{56}\dot{K}_{65}(1-K_{34}K_{43});$$

$$A_{\Phi}=1-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32}(1-\dot{K}_{45}\dot{K}_{54})-\dot{K}_{34}\dot{K}_{43}-\dot{K}_{45}\dot{K}_{54};$$
$$B_{\Phi}=\dot{K}_{56}\dot{K}_{65}(1-\dot{K}_{23}\dot{K}_{32}-\dot{K}_{34}\dot{K}_{43}).$$

Частотная зависимость комплексных коэффициентов связи $\dot{K}$ и $\dot{K}_{i,\,i+1}$ определяется соотношениями

$$\dot{K}=K/(1+j\xi),\quad \dot{K}_{i,\,i+1}=-jK_{i,\,i+1}/(1+j\xi), \qquad (10.12)$$

где ξ — обобщенная расстройка резонатора.

Полученные соотношения (10.7—10.11) позволяют рассчитать характеристики передачи и отражения многорезонаторных фильтров при произвольных взаимных связях между резонаторами. Закономерности, описываемые этими соотношениями, были численно исследованы [123] для случая, когда взаимные связи между всеми резонаторами равны друг другу, т. е. при $K_{i,\,i+1}=K_{\text{с}}$. При вариации коэффициентов связи K и $K_{\text{с}}$ происходит существенное изменение формы АЧХ в полосе пропускания и сильно меняется крутизна склонов характеристик коэффициента передачи (рис. 10.7). Общие закономерности при этом состоят в том, что для всех фильтров при фиксированном значении взаимной связи $K_{\text{с}}$ крутизна склонов АЧХ увеличивается при уменьшении связи K крайних резонаторов с линиями передачи. Для фиксированных значений K увеличение степени взаимной связи $K_{\text{с}}$ сопровождается ростом ширины полосы пропускания фильтров и изменением формы АЧХ в полосе пропускания. При фиксированном значении K и увеличении степени связи $K_{\text{с}}$ от минимально возможной до связи, превышающей критическое значение, на АЧХ коэффициента передачи появляются экстремумы затухания, число которых при связи, превышающей критическое значение, равно числу резонаторов в фильтре. Важно то, что абсолютные значения отдельно взятых величин K и $K_{\text{с}}$ не определяют степень связи выше или ниже критическо-

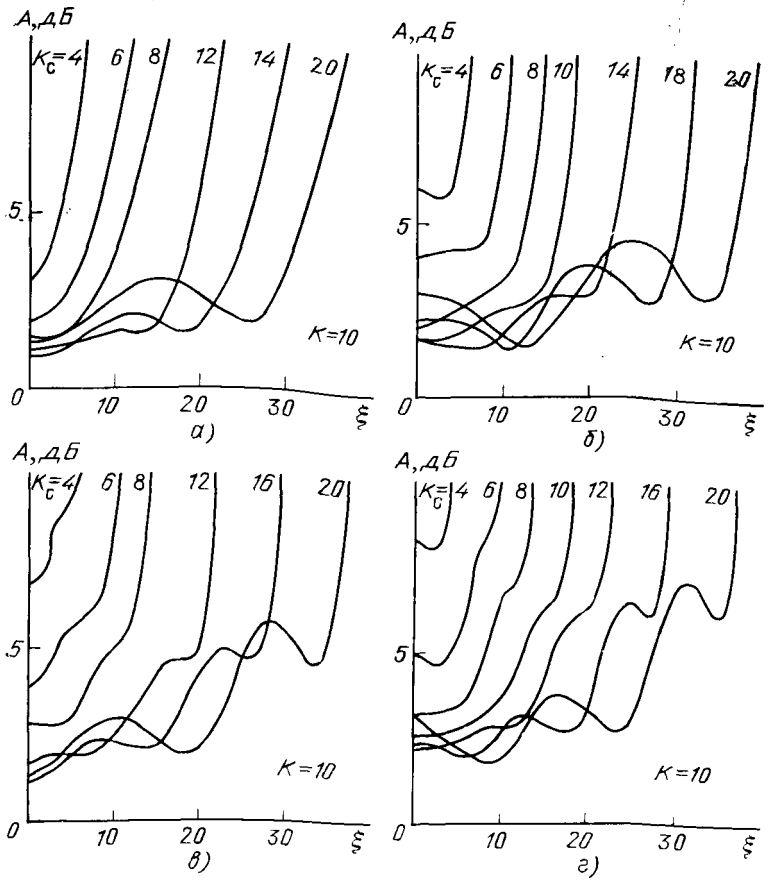


Рис. 10.7. Амплитудно-частотные характеристики коэффициентов передачи многорезонаторных фильтров при различных значениях коэффициентов связи K и K_c:

а — трехрезонаторного; *б* — четырехрезонаторного; *в* — пятирезонаторного; *г* — шестирезонаторного

го значения. Эта связь определяется только их соотношением в виде

$$\alpha = K_c/(1+K). \qquad (10.13)$$

Численный анализ характеристик передачи при $K>4$ показал, что критические значения коэффициентов связи примерно равны между собой и соответствуют $\alpha=1$.

Исследование зависимостей вносимых фильтрами потерь на центральной частоте полосы пропускания (т. е. при $\xi=0$) от изменения коэффициентов связи K и K_c показывает, что условие минимума вносимых потерь определяется исключительно соотношением коэффициентов связи K и K_c. Например, для фильтров с четным числом резонаторов при исследованном фиксированном значении

$K_c=16$ и вариации K условия минимума вносимых потерь почти совпадают между собой и соответствуют соотношению

$$K=\sqrt{1+K_c^2}, \tag{10.14}$$

которое строго применимо к двухрезонаторному фильтру. Минимальные потери фильтров с нечетным числом резонаторов при вариации K также близки между собой и приближенно соответствуют $\alpha=0{,}67$. При вариации K_c и фиксированном значении K условия минимальных потерь для фильтров с четным числом резонаторов также почти совпадают между собой, соответствуя требованию

$$K=K_c-1, \tag{10.15}$$

т. е. $\alpha=1$, находимому из анализа функции передачи двухрезонаторного фильтра. Для фильтров с нечетным числом резонаторов рост K_c при фиксированном K сопровождается уменьшением вносимых потерь.

Численное исследование неравномерности вносимых потерь показало [123], что для многорезонаторных фильтров существует минимально возможная неравномерность затухания, уровень которой определяется соотношением между коэффициентами связи K и K_c; $\Delta A_{п.п}$ имеет тенденцию роста по мере увеличения числа резонаторов в фильтрах. Пути снижения $\Delta A_{п.п}$ при этом связаны с увеличением степени связи K и с переходом к структурам, у которых реализуются различные значения обобщенных коэффициентов взаимной связи между резонаторами.

Найденные формулы (10.7—10.11) позволяют установить в аналитическом виде соотношения между коэффициентами K и K_c, при которых коэффициент отражения в точке резонанса, т. е. при $\xi=0$, равен нулю. При этом для двухрезонаторного фильтра

$$K_c=\sqrt{K^2-1}, \tag{10.16}$$

для трехрезонаторного фильтра

$$K_c=\sqrt{\frac{1}{2}(K^2-1)}, \tag{10.17}$$

для четырехрезонаторного фильтра

$$K_c=\left[\frac{1}{2}\left(K^2-3+\sqrt{K^4-2K^2+5}\right)\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{10.18}$$

для пятирезонаторного фильтра

$$K_c=\left[\frac{1}{3}\left(K^2-2+\sqrt{K^4-K^2+1}\right)\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{10.19}$$

для шестирезонаторного фильтра

$$K_c=\left\{\frac{2}{3}(K^4-3K^2+21)^{\frac{1}{2}}\cos\left[\frac{1}{3}\arccos\frac{1}{2}\frac{2K^6-9K^4+36K^2-189}{(K^4-2K^2+21)^{3/2}}\right]+\frac{K^2-6}{3}\right\}^{\frac{1}{2}}. \tag{10.20}$$

Численное исследование этих формул показывает, что для фильтров с четным числом резонаторов условия согласования по входу выполняются примерно при одинаковых соотношениях между коэффициентами связи, отличаясь существенно для фильтров с нечетным числом резонаторов.

Таким образом, полученные аналитические соотношения для основных характеристик многорезонаторных ПФ на ДР в терминах обобщенных коэффициентов связи позволяют описать основные закономерности изменения формы АЧХ, вносимых потерь, неравномерности затухания в полосе пропускания, согласования фильтров по входу при вариации коэффициентов связи. Эти закономерности, описываемые в терминах обобщенных коэффициентов связи, справедливы для цепей СВЧ не только с диэлектрическими, но и с другими высокодобротными резонаторами, например с гиромагнитными, волноводно-диэлектрическими резонаторами. Важнейшим свойством полученных соотношений для характеристик фильтров является также то, что в них естественным образом учтены диссипативные потери в резонаторах, что позволяет перейти к инженерному расчету фильтров без ограничения на малость потерь в используемых резонаторах.

10.4. ОСНОВЫ ОПТИМАЛЬНОГО СИНТЕЗА ФИЛЬТРОВ ПО ОБОБЩЕННЫМ КОЭФФИЦИЕНТАМ СВЯЗИ

Задача инженерного расчета и проектирования диэлектрических фильтров сводится к выбору конструкции фильтра с последующим нахождением параметров резонаторов, используемых цепей связи и линий передачи, при которых оптимальным образом выполняются требования технического задания на фильтр. Проектирование таких фильтров усложняется тем, что количество параметров резонаторов и параметров, характеризующих применяемые линии передачи и расположение в них резонаторов, обычно довольно велико. Поэтому представляет интерес создание метода проектирования фильтров с решением задачи их оптимального параметрического синтеза путем использования аналитических соотношений для характеристик фильтров в терминах обобщенных коэффициентов связи. Алгоритм проектирования фильтров при этом включает в себя ряд этапов (рис. 10.8).

Исходной информацией при проектировании являются требования технического задания на фильтр, характеристики которого разделяются на электрические и конструкционные. В результате анализа этих характеристик осуществляется выбор вида резонаторов, а также конкретной электродинамической системы фильтра (вид линий передачи, цепей связи и др.). Требования технического задания на фильтр вообще, и особенно в части частотной избирательности, диктуют выбор той или иной схемы фильтра. Эти схемы можно условно разделить на три группы: фильтры с непосредственными связями резонаторов через ближние нераспространяющиеся поля высших типов волн, возбуждае-

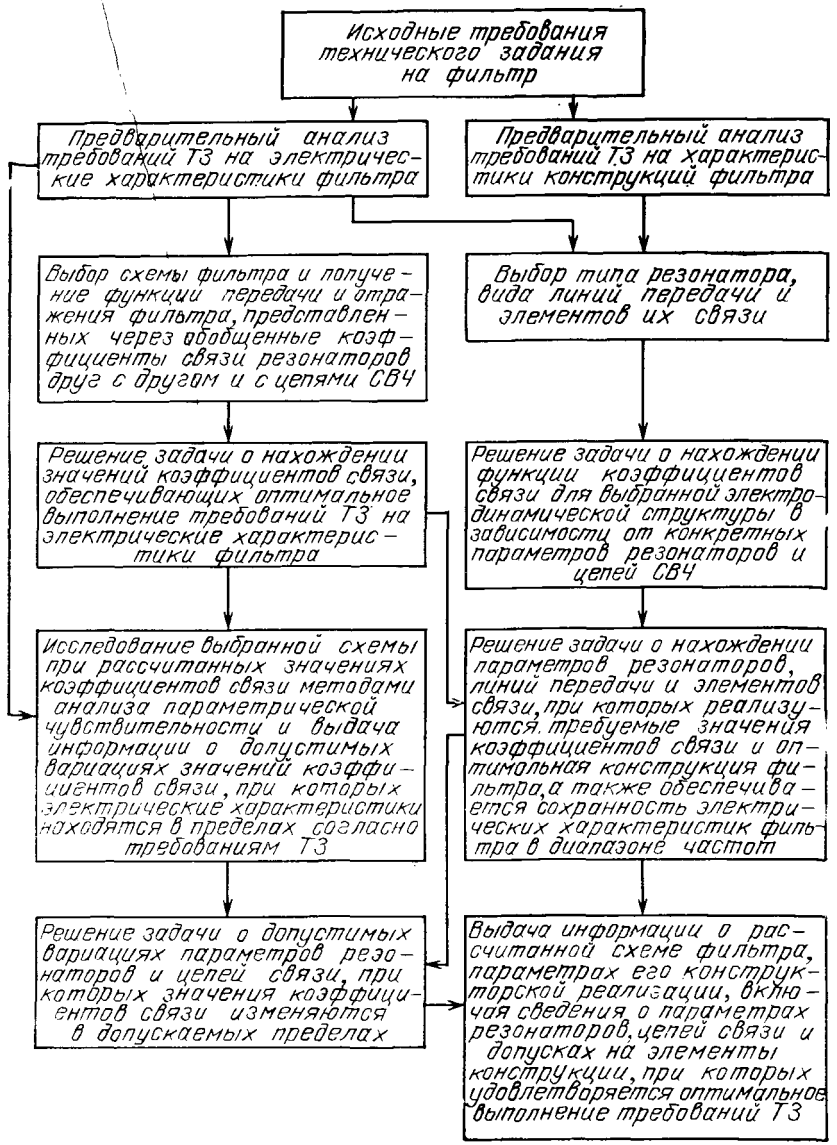


Рис. 10.8. Структурная схема системы проектирования фильтров

мых ими в отрезках линий связи между резонаторами; фильтры с каскадно включенными резонаторами, связь между которыми осуществляется по распространяющейся волне основного типа линии передачи с четвертьволновой длиной между резонаторами (фильтры с четвертьволновыми связями); фильтры с дополнительными каналами связи между не рядом расположенными резонаторами

с целью реализации фильтров с повышенной частотной избирательностью (фильтры с АЧХ эллиптического типа). Для любой из этих схем может быть множество решений, в принципе удовлетворяющих требованиям технического задания. Однако надо найти вариант оптимального решения по ряду показателей качества фильтра (критериев его оптимальности). Поэтому важнейшим этапом системы оптимального проектирования фильтров является получение теоретических соотношений для коэффициентов отражения и передачи фильтров в зависимости от обобщенных коэффициентов связи. Выше были получены такие соотношения применительно к классу ПФ с непосредственными связями резонаторов.

Нахождение значений коэффициентов связи, обеспечивающих оптимальное выполнение требований технического задания на электрические характеристики фильтра, наиболее удобно проводить, используя современные методы оптимального параметрического синтеза цепей по заданным критериям оптимальности. Получаемые при этом результаты целесообразно представлять в виде таблиц или программ для ЭВМ. Эти результаты носят общий характер применительно к оптимизируемому классу фильтров, и поэтому могут быть использованы для различных их конструкций.

Следующий этап системы проектирования состоит в нахождении соотношений между коэффициентами связи и параметрами резонаторов цепей связи применительно к конкретным конструкциям фильтров. Эти соотношения могут быть получены теоретическим или экспериментальным путем и необходимы для того, чтобы осуществить переход от требуемых значений коэффициентов связи к параметрам резонаторов, параметрам цепей связи и их взаимного расположения.

Система проектирования включает в себя также решение задачи о допустимых отклонениях значений коэффициентов связи, при которых электрические характеристики фильтра находятся в пределах, оговоренных техническим заданием. Найденные при этом допуски на коэффициенты связи [159] позволяют определить допустимые изменения параметров резонаторов, цепей связи и их взаимного расположения.

Выходной информацией системы проектирования являются сведения об электродинамической системе фильтра, размерах его конструкции, данные о взаимном расположении резонаторов и допусках на элементы конструкции.

Из всех перечисленных этапов системы проектирования рассмотрим подробнее вопрос о нахождении оптимальных значений обобщенных коэффициентов связи по заданным электрическим параметрам ПФ с непосредственными связями резонаторов. При этом будем учитывать следующие критерии оптимальности: минимум вносимых фильтром потерь $A_{\text{мин}}$ (ФМП); согласование фильтра по входу, при котором коэффициент отражения на частоте, где вносимые потери минимальны, равен нулю (ФОС); максимум

крутизны склонов АЧХ, при котором коэффициент ее прямоугольности П минимален (ФМК); минимум неравномерности АЧХ вблизи центральной частоты фильтра, где $\xi=0$ (ФМН); минимум неравномерности фазочастотной характеристики фильтра $\delta\varphi$ в его полосе пропускания (ФМФ).

Комплекс этих требований можно сформулировать в виде целевой функции

$$F=\gamma_1 A_{\text{мин}}+\gamma_2|\Gamma|+\gamma_3\Pi+\gamma_4\left.\frac{\partial L}{\partial\xi}\right|_{\xi=0}+\gamma_5\delta\varphi, \qquad (10.21)$$

где γ_1, γ_2, γ_3, γ_4, и γ_5 — весовые коэффициенты, соответствующие изложенным выше критериям оптимальности. Соотношение между коэффициентами связи, при которых функционал (10.21) минимален, имеет множество решений, зависящих от весовых коэффициентов, которые необходимо уметь аргументированно выбирать, пользуясь компромиссом при удовлетворении требований к характеристикам проектируемого фильтра.

Алгоритм машинной оптимизации рассматриваемых фильтров состоит из двух основных частей. В первой его части для заданных величин неравномерности затухания $\Delta A_{\text{п.п}}$ в полосе пропускания $\Delta f_{\text{п}}$, приведенной полосе пропускания $\xi_{\text{п.п}}$ и интервалов их изменения осуществляется поиск коэффициентов связи как корней уравнения

$$\Delta A_{\text{п.п}}=10\lg\frac{c^2+d^2}{\left(2K\prod\limits_{i=1}^{N}K_{i,\,i+1}\right)^2}-A_{\text{мин}}, \qquad (10.22)$$

где параметры c и d представляют собой соответственно действительную и мнимую части величин Δ, определяемых формулами (10.7—10.11); K — коэффициент связи любого крайнего резонатора с входной или выходной подводящей линией передачи; $K_{i,i+1}$ — обобщенный коэффициент взаимной связи рядом расположенных резонаторов, причем для равных взаимных связей $K_{i,i+1}=K_{\text{с}}$. Значение $A_{\text{мин}}$ в соотношении (10.22) рассчитывается при вариации расстройки $\xi<\xi_{\text{п.п}}$ для соотношения между коэффициентами связи, отыскиваемого по одной из внутренних подпрограмм для заданного критерия оптимальности.

Во второй части алгоритма для найденных значений оптимальных коэффициентов связи рассчитываются такие параметры фильтра, как коэффициент стоячей волны $K_{\text{ст}\,U}$ на центральной частоте (либо при расстройке, где $K_{\text{ст}\,U}$ минимален) и параметр крутизны АЧХ S_0, умноженной на ширину полосы $2\Delta f_0$ ненагруженного резонатора, определяемый согласно формуле

$$S_0=2(\Delta A_{\text{зг}}-\Delta A_{\text{п.п}})/(\xi_{20}-\xi_{\text{п.п}}), \qquad (10.23)$$

где $\xi_{\text{п.п}}$ соответствует граничной расстройке, при которой неравномерность затухания $\Delta A_{\text{п.п}}$ равна заданной. Расчет S_0 сопряжен с перебором значений обобщенной расстройки ξ_{20} с целью поиска решения уравнения $A-A_{\text{мин}}=20$, при котором затухание A на

Таблица 10.5

$\xi_{п.\,п}$	K	K_c	$A_{мин}$	S_0
		$N=2$		
2	1,50	1,12	6,99	5,32
3	2,20	1,96	4,26	3,95
4	2,89	2,71	3,13	3,17
5	3,59	3,45	2,48	2,64
6	4,29	4,17	2,06	2,26
7	5,00	4,90	1,76	1,97
8	5,70	5,61	1,54	1,76
9	6,41	6,33	1,37	1,58
10	7,11	7,04	1,23	1,44
11	7,82	7,75	1,12	1,32
12	8,52	8,46	1,02	1,22
13	9,23	9,17	0,945	1,13
14	9,94	9,89	0,877	1,05
15	10,6	10,6	0,819	0,987
16	11,3	11,3	0,767	0,929
17	12,1	12,0	0,722	0,877
18	12,8	12,7	0,682	0,831
19	13,5	13,4	0,646	0,789
20	14,2	14,1	0,614	0,751
21	14,9	14,8	0,585	0,718
22	15,6	15,6	0,558	0,686
23	16,3	16,3	0,534	0,658
24	17,0	17,0	0,511	0,631
25	17,7	17,7	0,491	0,607
		$N=3$		
2	2,34	1,50	8,02	8,48
3	3,36	2,27	5,40	6,49
4	4,37	3,01	4,10	5,29
5	5,37	3,73	3,32	4,47
6	6,37	4,45	2,79	3,88
7	7,37	5,16	2,40	3,43
8	8,37	5,88	2,11	3,07
9	9,37	6,59	1,89	2,78
10	10,4	7,30	1,70	2,54
11	11,4	8,01	1,55	2,34
12	12,4	8,72	1,43	2,17
13	13,4	9,43	1,32	2,02
14	14,4	10,1	1,23	1,89
15	15,0	10,8	1,15	1,77
16	16,4	11,5	1,08	1,67
17	17,4	12,3	1,02	1,58
18	18,4	13,0	0,960	1,50
19	19,4	13,7	0,911	1,43
20	20,4	14,4	0,866	1,36
21	21,4	15,1	0,825	1,30
22	22,4	15,8	0,789	1,25
23	23,4	16,5	0,755	1,20
24	24,4	17,2	0,724	1,15
25	25,4	17,9	0,695	1,11
		$N=4$		
2	2,02	1,54	10,7	13,3
3	2,06	2,23	7,57	11,0
4	3,20	2,89	5,91	9,42
5	3,77	3,50	4,89	8,44
6	4,35	4,12	4,18	7,61
7	4,93	4,73	3,65	6,95
8	5,51	5,33	3,24	6,43
9	6,09	5,92	2,92	5,96
10	6,68	6,53	2,65	5,56
11	7,27	7,13	2,43	5,21
12	7,85	7,72	2,24	4,91
13	8,45	8,33	2,08	4,62
14	9,04	8,93	1,94	4,38
15	9,63	9,53	1,82	4,16
16	10,2	10,1	1,71	3,96
17	10,8	10,7	1,62	3,78
18	11,4	11,3	1,53	3,61
19	12,0	11,9	1,45	3,45
20	12,6	12,5	1,38	3,31
21	13,2	13,1	1,32	3,18
22	13,8	13,7	1,26	3,06
23	14,4	14,3	1,21	2,94
24	15,0	14,9	1,16	2,84
25	15,6	15,5	1,12	2,75

Таблица 10.6

$\xi_{п.\,п}$	K	K_c	$A_{мин}$	S_0	$K_{ст\,U}$	$\xi_{п.\,п}$	K	K_c	$A_{мин}$	S_0	$K_{ст\,U}$
		$N=2$						$N=3$			
4	0,290	3,11	13,0	6,33	7,90	15	3,78	10,0	2,24	3,71	1,47
5	0,612	3,89	8,41	5,07	4,27	16	4,09	10,7	2,09	3,51	1,44
6	0,935	4,66	6,32	4,22	3,14	17	4,40	11,3	1,96	3,32	1,40
7	1,26	5,44	5,08	3,62	2,59	18	4,70	12,0	1,85	3,16	1,38
8	1,58	6,22	4,26	3,17	2,27	19	5,01	12,6	1,74	3,00	1,36
9	1,90	6,99	3,67	2,81	2,05	20	5,31	13,2	1,65	2,88	1,33
10	2,22	7,77	3,22	2,53	1,90	21	5,62	13,9	1,57	2,75	1,32
11	2,55	8,55	2,88	2,30	1,78	22	5,93	14,5	1,49	2,63	1,30
12	2,87	9,33	2,60	2,11	1,70	23	6,23	15,2	1,43	2,53	1,29
13	3,19	10,1	2,37	1,95	1,63	24	6,54	15,8	1,37	2,43	1,27
14	3,51	10,9	2,17	1,81	1,57	25	6,85	16,5	1,31	2,33	1,26
15	3,84	11,7	2,01	1,69	1,52			$N=4$			
16	4,16	12,4	1,87	1,58	1,48						
17	4,48	13,2	1,75	1,49	1,45	11	3,10	7,30	3,68	6,33	1,74
18	4,80	14,0	1,64	1,41	1,42	12	3,38	7,70	3,42	6,22	1,68
19	5,13	14,8	1,55	1,33	1,39	13	3,68	8,33	3,19	6,02	1,62
20	5,45	15,5	1,46	1,27	1,37	14	3,99	8,88	2,97	5,80	1,57
21	5,77	16,3	1,39	1,21	1,35	15	4,31	9,45	2,78	5,56	1,53
22	6,09	17,1	1,32	1,15	1,33	16	4,63	10,0	2,61	5,34	1,50
23	6,42	17,9	1,26	1,10	1,31	17	4,95	10,6	2,46	5,13	1,46
24	6,74	18,6	1,20	1,05	1,30	18	5,27	11,2	2,33	4,94	1,44
25	7,06	19,4	1,15	1,01	1,28	19	5,60	11,7	2,21	4,74	1,41
						20	5,93	12,3	2,10	4,55	1,39
		$N=3$				21	6,26	12,9	2,00	4,38	1,37
6	1,11	4,43	6,03	7,23	2,62	22	6,58	13,5	1,91	4,24	1,36
7	1,39	5,02	5,11	6,65	2,29	23	6,91	14,1	1,83	4,09	1,34
8	1,67	5,61	4,44	6,16	2,07	24	7,24	14,7	1,75	3,95	1,32
9	1,97	6,24	3,89	5,64	1,91	25	7,57	15,2	1,68	3,82	1,31
10	2,27	6,87	3,47	5,20	1,79	26	7,90	15,8	1,62	3,70	1,29
11	2,57	7,50	3,13	4,82	1,69	27	8,23	16,4	1,56	3,58	1,28
12	2,87	8,13	2,85	4,50	1,62	28	8,56	17,0	1,50	3,47	1,27
13	3,17	8,76	2,61	4,21	1,56	29	8,90	17,6	1,45	3,36	1,27
14	3,48	9,41	2,41	3,94	1,51	30	9,23	18,2	1,40	3,27	1,26

склоне АЧХ на $\Delta A_{зг}=20$ дБ больше, чем минимальные потери фильтра.

Машинная реализация алгоритма нахождения оптимальных значений коэффициентов связи не встречает существенных затруднений и имеет однозначный ответ при решении задач минимизации, т. е. отыскании коэффициентов связи, при которых параметры фильтров являются оптимальными по одному из критериев, отраженных в функционале (10.21). Находимые при этом решения представляют самостоятельный практический интерес и могут быть взяты за основу как предельные возможные случаи решения задачи оптимизации в целом. Эти решения были получены для каждого из решений ФМП, ФОС, ФМК, ФМН и ФМФ в виде таблиц параметров фильтров и обобщенных коэффициентов связи. Сопоставительный анализ этих результатов показал, что решения для ФМП, ФОС, ФМН и ФМФ близки между собой и для практических целей можно пользоваться таблицами для ФОС. Эти результаты при числе резонаторов от двух до четырех и $\Delta A_{п.п}=3$ дБ приведены в табл. 10.5. Решение для ФМК существенно отличается от ФОС найденными оптимальными значениями обобщенных коэффициентов связи, а также более высокими значениями параметров S_0 и $K_{стр}$. Эти решения приведены в табл. 10.6 для числа резонаторов от двух до четырех и при $\Delta A_{п.п}=3$ дБ.

Пользование табулированными значениями параметров фильтров и обобщенных коэффициентов связи существенно упрощает их расчет, что можно проиллюстрировать на следующем примере. Заданы такие параметры фильтров: центральная частота $f_0=3$ ГГц, полоса пропускания по уровню 3 дБ равна $2\Delta f_п=30$ МГц, крутизна АЧХ $S=0{,}8$ МГц/дБ, собственная добротность ДР $Q_0=1000$. Требуется вычислить значения обобщенных коэффициентов связи, при которых заданные параметры физически реализуемы, а также найти потери $A_{мин}$ проектируемого фильтра при условии согласования его по входу. Решение задачи состоит в том, что по заданным f_0, Q_0, $2\Delta f_п$ сначала вычисляем значение полосы ненагруженного ДР $2\Delta f_0=3$ МГц, приведенную полосу пропускания $\xi_{п.п}=10$ и параметр крутизны $S_0=2{,}4$ дБ. После этого, пользуясь табл. 10.5, находим, что при $\xi_{п.п}=10$ заданное значение параметра S_0 физически реализуемо у трехрезонаторного фильтра, для которого $S_0=2{,}54$ дБ, $K=10{,}4$, $K_с=7{,}3$, $A_{мин}=1{,}7$ дБ. Переход от требуемых значений K и $K_с$ к параметрам реальной конструкции осуществляется с помощью соотношений, приведенных в гл. 8 и 9.

10.5. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ФИЛЬТРОВ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Типичная конструкция ПФ с соосным расположением ДР изображена на рис. 10.9, где *1* — диэлектрические резонаторы; *2* — диэлектрические втулки, удерживающие ДР; *3* — металлический экран; *4* — входной и выходной коаксиальные разъемы; *5* — диэлектрические подложки с полосковыми вводами энергии, концентричными цилиндрической поверхности экрана. Экран состав-

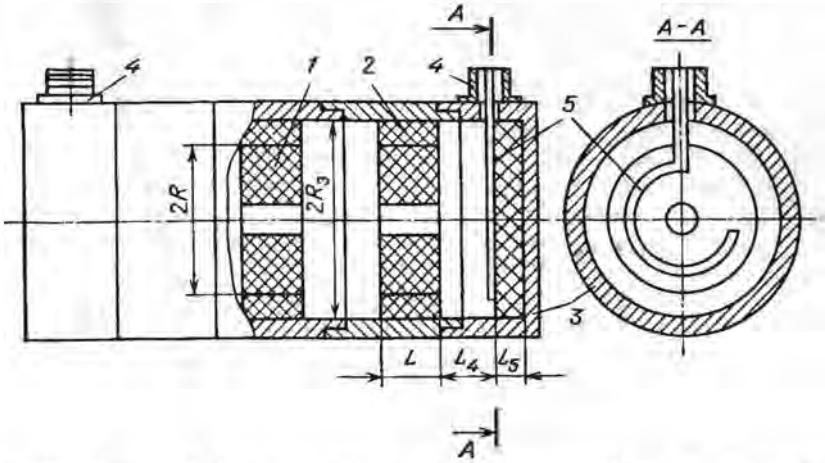


Рис. 10.9. Полосовой фильтр с соосным расположением ЦДР в круглом экране

лен из круглых цилиндрических секций с уступами по внутреннему и внешнему диаметрам по числу звеньев фильтра. Секции частично входят одна в другую. В процессе настройки секции смещают в небольших пределах относительно друг друга (подбирают связь между звеньями), а затем крепят токопроводящим

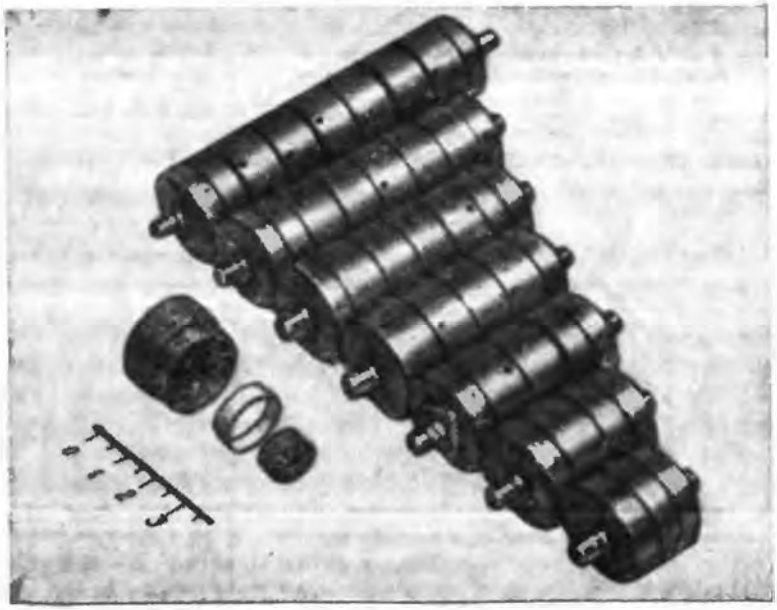


Рис. 10.10. Внешний вид полосовых фильтров 10-сантиметрового диапазона длин волн

клеем. Элементы ввода и вывода энергии в виде, например, медных полосков, изогнутых по окружности, выполняются фотохимическим способом на подложке (фольгированном фторопласте). Размеры основных элементов конструкции ПФ с соосным расположением ДР даны в табл. 10.1.

На фотографии (рис. 10.10) показаны ПФ с числом звеньев от одного до семи, выполненные на ДР из диэлектрика ТБНС. Типичные экспериментально реализуемые характеристики фильтров дециметрового и сантиметрового диапазонов волн с соосным расположением ДР сведены в табл. 10.11. В этой таблице наряду с уже упоминавшимися выше параметрами фильтров приведены значения нормированного к длине волны, соответствующей средней частоте полосы пропускания, габаритного индекса потерь, определяемого согласно [160] в виде

$$G = \frac{A_{\text{мин}}}{N} W_{\text{п}} \frac{V_{\text{ф}}}{N}, \qquad (10.24)$$

где $V_{\text{ф}}$ — объем фильтра. Значения этого параметра в 1,5 ... 2 раза лучше, чем у известных фильтров других типов, что свидетельствует о высоком качестве фильтров на основе ЭДР НК из материала ТБНС.

Амплитудно-частотные характеристики фильтров, параметры которых приведены в табл. 10.7, приближенно соответствуют ап-

Таблица 10.7

f_0, ГГц	N	$W_{\text{п}}$, %	$A_{\text{мин}}+\Delta A_{\text{п.п}}$, дБ	Габаритные размеры, мм: Диаметр	Габаритные размеры, мм: Длина	$\frac{G}{\lambda_{\text{р}}}$, см²·дБ %
1500	4	1	0,6	38	100	0,218
1500	5	1	0,9	38	130	0,26
1600	2	1	0,3	38	55	0,24
1600	3	1	0,45	38	72	0,22
1600	4	0,3	2,2	38	150	0,26
2400	3	0,5	1,1	27	68	0,19
3600	5	0,8	1,8	22	72	0,19
3500	2	2	0,25	22	29	0,16
3500	3	2	0,38	22	38	0,14
3500	5	5,2	0,75	22	67	0,18
3800	7	6	0,5	22	72	0,21
9500	5	1	2,4	8	50	0,24
9500	5	5	0,45	8	43	0,19

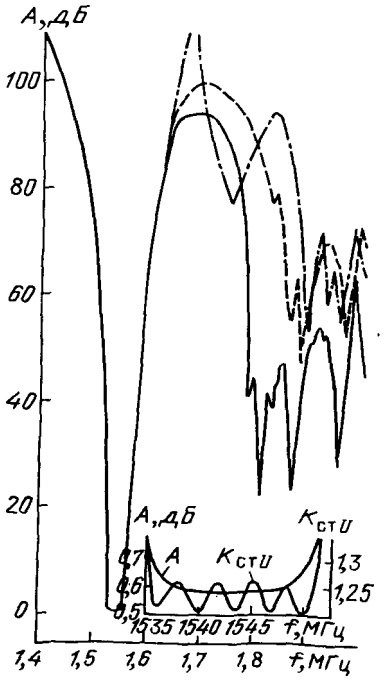


Рис. 10.11. Типичная АЧХ пятизвенного полосового фильтра с соосным расположением ЦДР в круглом экране:
$\varepsilon_{\text{р}}=80$, $\operatorname{tg}\delta=3\cdot10^{-4}$, длина ПФ 130 мм, диаметр 40 мм, масса 0,36 кг

проксимации полиномом Чебышева для частот, не превышающих (1,15 ... 1,2) f_0. Выше этих частот реальная характеристика отклоняется от чебышевской в сторону меньших затуханий из-за влияния высших типов колебаний и уменьшения запредельности экрана в области выше резонансного склона АЧХ.

Для увеличения внеполосного затухания можно использовать либо некоторые высшие типы колебаний, либо дополнительные ДР, включаемые в систему резонаторов фильтра в качестве неоднородности, отражающей энергию на резонансной частоте. При этом затухание на этой частоте может быть увеличено на 10 ... 20 дБ.

Амплитудно-частотные характеристики пятирезонаторных фильтров приведены на рис. 10.11, где штрихпунктирная линия относится к фильтру, в котором один крайний резонатор является двухчастотным, создающим дополнительный полюс затухания на частоте 1660 МГц. Штриховая линия относится к фильтру, у которого один средний ДР по соотношению размеров L и D отличается от остальных. Сплошная — к фильтру с ДР, размеры которых одинаковы.

Таким образом, ПФ с соосным расположением ДР в круглом экране имеют следующие особенности: потери в экране (в полосе пропускания ПФ) меньше, чем у фильтров других конструкций; выполнение экрана в виде отдельных секций упрощает настройку фильтра, создавая возможность независимой подстройки связей между звеньями путем перемещения секций относительно друг друга, и, кроме того, обеспечивает возможность простого наращивания числа звеньев, не изменяя конструкции фильтра; простота и малая трудоемкость изготовления; секционное выполнение одинаковых по электрическим характеристикам фильтров приводит к некоторому разбросу их длин, составляющему 0,4 ... 0,5 мм на резонатор в диапазоне 1 ... 2 ГГц и 0,04 ... 0,05 мм — в диапазоне 10 ... 15 ГГц.

Типичная конструкция ПФ с планарным расположением ДР изображена на рис. 10.12. Внутри экрана *1*, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда, планарно размещены резонаторы *4*. Крайние ДР возбуждаются штырями *3*. Резонаторы крепятся в экране на подставках *5* из плавленого кварца диэлектрическими винтами *6*. Винты *7* в крышке *2* служат для подстройки частоты ДР. Ориентировочные размеры ДР и внутреннего поперечного сечения экрана даны в табл. 10.2.

Электрические характеристики и габаритные параметры фильтров такой конструкции, внешний вид которых показан на рис. 10.13, приведены в табл. 10.8 и 10.9. В табл. 10.8 даны сведения о трехрезонаторных фильтрах на различные частоты (фильтры поз. *1* на рис. 10.13), а в табл. 10.9 — сведения о фильтрах с различным числом резонаторов (поз. *3* на рис. 10.13).

Позицией *2* на рис. 10.13 обозначены узкополосный ($W_п = 1\%$) и широкополосный ($W_п = 5\%$) фильтры в 10-сантиметровом диапазоне длин волн. Потери широкополосного ПФ не превышают

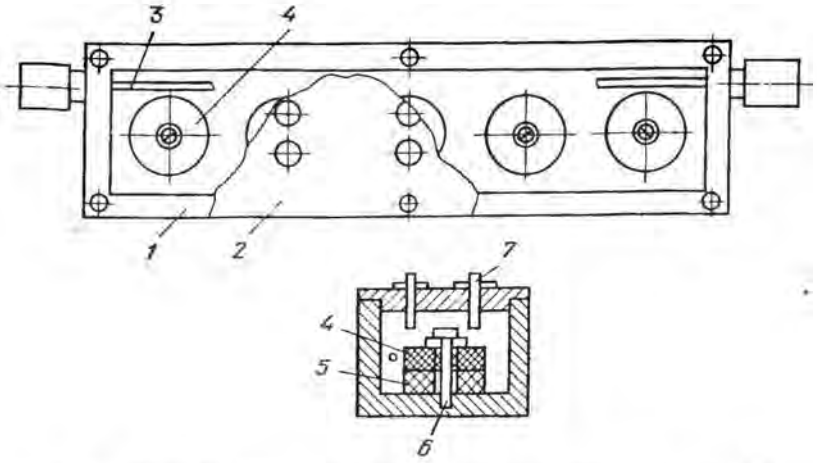


Рис. 10.12. Полосовой фильтр с планарным расположением ДР

0,35 дБ в полосе пропускания. Фильтры с планарным расположением ДР отличаются от фильтров с соосным расположением ДР в круглом экране более простой реализацией связи с микрополосковыми конструкциями, более высокими вносимыми потерями, более узкими полосами пропускания, более простой подстройкой частоты звеньев (введением металлических винтов) и затрудненной регулировкой связи между ДР, поскольку изменение связи между двумя резонаторами нарушает связь между третьим, рядом расположенным ДР. Это приводит к увеличению трудоемкости настройки таких фильтров.

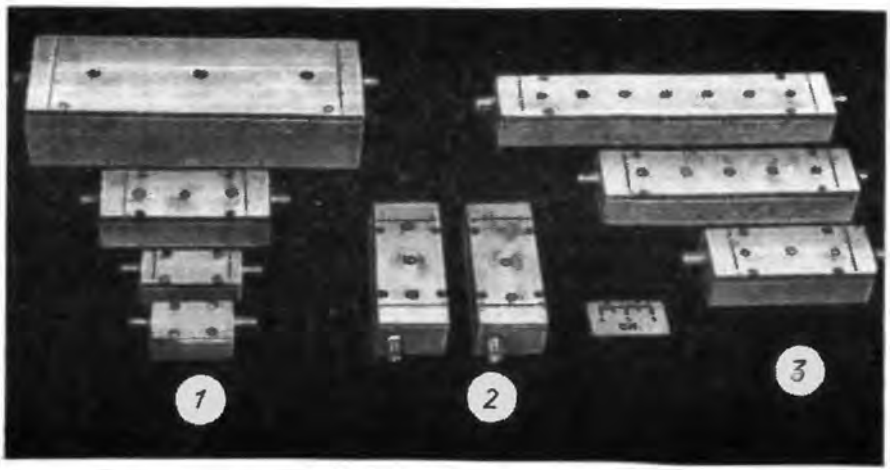


Рис. 10.13. Внешний вид рядов ПФ дециметрового и сантиметрового диапазонов волн с планарным расположением ДР

Таблица 10.8

$N=3$, $W_п=1\%$, $\Delta A_{п.п}=0{,}2$ дБ, $K_{ст\,у\,вх}=1{,}3$

f_0, ГГц	$A_{мин}$, дБ	Избирательность по уровню $A_{мин}+20$ дБ, дБ/МГц	Габаритные размеры, мм	$G/\lambda_р$, см³·дБ·%
1,3	0,5	1,25	11×48×30	0,39
3,2	1,0	0,65	65×25×16	0,31
7,2	1,2	0,30	45×18×10	0,26
9,0	1,6	0,2	30×15×8	0,24

Одним из недостатков ПФ на ДР является наличие паразитных полос пропускания, обусловленных двумя причинами. Во-первых, наличием высших типов колебаний у ДР, как у любых других СВЧ резонаторов. Во-вторых, возникновением паразитных волноводно-диэлектрических резонансов за счет конструктивных элементов фильтров — корпуса, подстроечных винтов, неоднородностей в сочетании с диэлектриками резонаторов, подложек, держателей и т. п.

Существующие способы разрежения паразитных полос пропускания в диэлектрических фильтрах можно разделить на две разновидности в зависимости от того, где осуществляется их подавление (разрежение) — в самих ДР или в фильтрах на их основе.

Разрежение спектра резонансных частот ДР можно получить, создавая отверстия в теле резонатора. При этом отверстия должны иметь определенные глубину и форму и располагаться таким образом, чтобы не повлиять (или незначительно влиять) на частоту основного и подавить нежелательные (высшие) типы колебаний. Например, наиболее часто встречающиеся сквозные отверстия на оси дискового ДР сдвигают вверх по частоте первый высший тип колебаний до 25% при смещении основного до 1%. Как показано в гл. 3, степень смещения зависит от соотношения поперечных и продольных размеров резонатора. Использование стержневых ДР с основным E типом колебаний позволяет соз-

Таблица 10.9

$f_0=3{,}2$ ГГц, $W_п=1\%$, $\Delta A_{п.п}=0{,}2$ дБ, $K_{ст\,у\,вх}=1{,}3$

N	$A_{мин}$, дБ	Избирательность по уровню $A_{мин}+20$ дБ, дБ/МГц	Габаритные размеры, мм	$G/\lambda_р$, см³·дБ·%
3	1,0	0,65	65×25×16	0,31
5	1,8	1,0	105×25×16	0,32
7	2,6	1,5	140×25×16	0,32

давать фильтры с удалением первой паразитной полосы пропускания на октаву и более.

Возможно также разрежение спектра резонансных частот ДР путем выполнения его в виде нескольких тонких диэлектрических слоев с зазорами между ними или нанесением тонких радиальных проводников на поверхность ДР. В этих случаях зазоры и нанесенные проводники практически не влияют на основной Н-тип колебаний и ослабляют внешнее поле E-типов колебаний.

Подавление паразитных полос пропускания непосредственно в фильтрах с ДР, кроме вышеуказанных способов подавления колебаний в ДР, может осуществляться следующими способами. Простейшим способом является применение в соседних звеньях ДР, различающихся между собой соотношением поперечных и продольных размеров. Выше на примере ПФ с соосным расположением ДР в круглом экране (см. рис. 10.11) показано, что, выполняя соседние резонаторы с различным соотношением поперечных и продольных размеров, т. е. расстраивая по частоте высшие и оставляя неизменной частоту основного типа колебаний, можно практически устранить (или существенно ослабить) влияние некоторых паразитных полос пропускания. Аналогичного эффекта можно добиться чередованием резонаторов различной формы, например цилиндрических, прямоугольных, сферических, а кроме того, изменением ε держателей ДР.

Эффективным способом подавления паразитных полос пропускания в ПФ на ДР является введение между резонаторами режекторных фильтров типов колебаний, в качестве которых используются металлические штыри, пластины, диафрагмы, ориентированные так, чтобы не влиять на структуру поля основного (рабочего) типа колебаний и подавить паразитные.

Существенно ослабить паразитные полосы пропускания в ПФ на ДР можно путем нанесения поглотителя. Например, если в ПФ с соосным расположением ДР в круглом экране прорезать щели по полуокружности и нанести на них поглотитель, то продольные составляющие токов проводимости в экране будут поглощаться, а типы колебаний, порождающие эти токи, будут в большей или меньшей степени подавляться. На основной $H_{01\delta}$-тип колебаний, а значит, и на АЧХ фильтра, такие щели и поглотитель влияния не оказывают.

Несмотря на кажущуюся простоту и технологичность изготовления фильтров на ДР при их практической реализации необходимо учитывать ряд особенностей. Например, диэлектрические держатели, выполняемые из материала с малым ε, крепятся в корпусе и к резонатору запрессовкой или с помощью эпоксидного клея с кварцевым наполнителем. При использовании фторопластовых держателей их поверхность перед приклейкой должна пройти специальную обработку. Одна поверхность держателя приклеивается к внутренней поверхности экрана, противоположная — к поверхности ДР.

Необходимыми требованиями к материалу держателя и клею являются малый тангенс угла диэлектрических потерь ($\operatorname{tg}\delta \leqslant \leqslant 10^{-4}$) в рабочем диапазоне частот и малый коэффициент теплового расширения, сохраняемые в рабочем интервале температур и в процессе эксплуатации. При работе фильтров в широком температурном диапазоне необходимо особое внимание обратить на подбор материала экрана и держателей с точки зрения их теплового расширения. Особенно это касается конструкций с планарным расположением ДР.

Настройку ПФ на ДР целесообразно проводить на панорамном измерителе по $K_{\text{ст}y}$ на входе фильтра. Причем вначале необходимо настроить на центральную частоту полосы пропускания все звенья фильтра (резонаторы в экране с держателями), а затем, регулируя связь между звеньями, добиться требуемого $K_{\text{ст}y}$ в заданной полосе $2\Delta f_{\text{п}}$. При этом, возможно, потребуется незначительная подстройка частоты резонаторов (как правило, достаточно подстроить частоту крайних ДР). На выходе фильтра при настройке должна быть включена согласованная нагрузка либо нагрузка, на которую будет впоследствии работать фильтр.

Глава одиннадцатая

ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ

Наиболее часто волноводно-диэлектрические полосно-пропускающие фильтры создают путем каскадного включения ВДР с запредельными связями. При использовании одномодовых ВДР реализуют фильтры с амплитудно-частотными характеристиками, близкими к максимально плоской либо чебышевской. В случае двухмодовых ВДР представляет интерес построение фильтров с эллиптической АЧХ. Ниже рассматриваются методы инженерного расчета и особенности практической реализации таких фильтров. Изложение материала сопровождается конкретными примерами расчетов фильтров.

11.1. МЕТОДЫ ИНЖЕНЕРНОГО РАСЧЕТА ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

Полосно-пропускающая фильтрующая структура на основе ВДР ЗВ (рис. 11.1) представляет собой электродинамическую систему в виде отрезка запредельного волновода, который включен между входным и выходным регулярными волноводами с распространяющейся волной и содержит N плоских ДЭ. Параметры этих ДЭ (размер l_2, диэлектрическая ε_2 и магнитная μ_2 проницаемости), а также расстояния между ними $l_{i,i+1}$ в общем случае

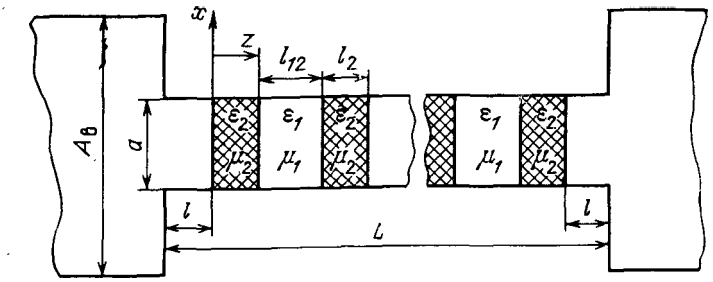


Рис. 11.1. Волноводно-диэлектрическая фильтрующая структура

могут быть различны; при этом в принципе возможна реализация монолитного СВЧ фильтра на основе заполняющей запредельный волновод среды с заданным законом изменения ε или μ вдоль отрезка запредельного волновода. На характеристики фильтра оказывают влияние как параметры заполнения запредельного волновода, так и реактивности стыков его с входным и выходным регулярными волноводами. Решение задачи о характеристиках многорезонаторных волноводно-диэлектрических фильтров (ВДФ) дано в [210]. Однако рекомендации по выбору параметров элементов конструкции в настоящее время отсутствуют из-за сложности задачи в общей ее постановке и необходимости учета одновременно множества зачастую противоречивых требований. Поэтому для инженерного расчета многорезонаторных волноводно-диэлектрических фильтров приходится использовать методы, которые реализуемы только при выполнении ряда упрощающих допущений. Из этих методов отметим метод машинной оптимизации *фильтров с использованием математических моделей* многорезонаторных фильтрующих структур [161]; метод оптимального параметрического синтеза по обобщенным коэффициентам связи [149]; метод синтеза на основе математической модели резонансного звена волноводно-диэлектрического фильтра [162] и метод синтеза по низкочастотному (НЧ) прототипу [6]. Последние два метода рассматриваются в последующих параграфах. Метод оптимального параметрического синтеза по обобщенным коэффициентам связи был изложен в предыдущей главе. Специфика его применения к расчету волноводно-диэлектрических фильтров состоит в необходимости нахождения соотношения для обобщенных коэффициентов связи как функций от параметров элементов конструкций фильтров. Для ряда частных вариантов конструкций такие соотношения нетрудно найти, воспользовавшись приведенными в главах 8 и 9 формулами, графиками и таблицами. Требующиеся для расчетов обобщенных коэффициентов связи значения собственной и внешней добротности ВДР можно найти в [6, 163].

В основе методов оптимального машинного проектирования лежат различные алгоритмы численной оптимизации физических

моделей волноводно-диэлектрических структур. При этом расчет сводится к задаче отыскания экстремума целевой функции, характеризующей степень отклонения реальной частотной характеристики коэффициента передачи или отражения от идеализированной характеристики. В качестве независимых переменных целевой функции используются физические параметры устройства. Задача синтеза в такой постановке состоит в нахождении вектора, компоненты (параметры) которого обеспечивают экстремум целевой функции. Опыт решения задачи применительно к фильтрам с ВДР ЗВ показывает, что машинный синтез целесообразно разделить на два этапа: предварительный анализ частотных характеристик фильтров, в результате которого находятся начальные значения компонент искомого вектора, обеспечивающие частичное выполнение требований по полосе пропускания и крутизне склонов частотной характеристики фильтра. На втором этапе осуществляется поиск глобального экстремума целевой функции, по которому уточняются найденные ранее компоненты вектора и вводится контроль уровня пульсаций в полосе пропускания.

Информацию, необходимую для выполнения первого этапа, получают из решения задачи анализа оптимизируемой электродинамической структуры. Методы анализа структур, типа показанной на рис. 11.1, можно разделить на две группы:

1. Методы, использующие идею интеграции элементарных блоков в некоторую пространственно неоднородную среду, в которой ε меняется по определенному закону вдоль оси z.

2. Методы, использующие идеи декомпозиции сложного электродинамического объекта на более простые блоки с одновременным требованием выполнения определенных условий на границах отдельных блоков.

Эффективность любого из этих методов зависит от конкретной структуры электродинамического объекта и вряд ли может быть оценена из априорных соображений. Обзор методов анализа квазипериодических сред для фильтрации электромагнитных волн дан в [164]. В случае волноводно-диэлектрических фильтров реализация этих методов усложняется из-за того, что функции $\varepsilon(z)$ и $\mu(z)$ являются кусочно-непрерывными. Для устранения разрывов проницаемостей в кусочно-непрерывных фильтрующих средах целесообразно [165] воспользоваться фурье-разложением проницаемостей в продольном направлении аналогично тому, как это сделано в случае поперечно неоднородной среды [166]. При этом точность анализа существенно зависит от числа используемых членов разложения. Экспериментальная проверка точности моделирования двухзвенного фильтра при использовании 20 членов фурье-разложения показала хорошее соответствие расчета с экспериментом.

В применении к фильтрующей структуре (рис. 11.1) метод декомпозиции состоит в разбиении ее на элементарные блоки, представляющие отрезки запредельных волноводов с проницаемостью ε_1 и отрезки регулярных волноводов с проницаемостью ε_2, обес-

печивающей режим распространяющейся волны. Используя формулы преобразования сопротивления отрезком линии передачи, находим коэффициент отражения на входе волноводно-диэлектрического фильтра аналогично тому, как это сделано в [6].

11.2. СИНТЕЗ ФИЛЬТРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ РЕЗОНАНСНОГО ЗВЕНА ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

Нахождение математической модели резонансного звена волноводно-диэлектрического фильтра с произвольной формой ДЭ в общем случае затруднительно. Эта задача упрощается применительно к конструкции фильтра с полностью заполненными диэлектриком входным и выходным волноводами, поперечное сечение которых такое же, как у отрезка запредельного волновода с ДЭ. С такой ситуацией приходится иметь дело, когда функциональные узлы аппаратуры выполнены на полностью заполненных диэлектриком волноводах [167]. При этом идеализированная модель рассматриваемого фильтра соответствует равенству волновых сопротивлений подводящего волновода и участка запредельного волновода с ДЭ, проницаемость которого $\varepsilon_2=\varepsilon_p$ [162]. Пользуясь соотношением (8.34), на резонансной частоте при условии $\theta=\pi/2$ получаем

$$\beta_м \operatorname{tg}\theta_2=\operatorname{th}\theta_1, \tag{11.1}$$

где параметры $\beta_м$, θ_1, θ_2 были определены выше, в § 8.4. Для узкополосных фильтров θ_1 достаточно велико, и при этом справедливо приближение $\operatorname{th}\theta_1\approx 1$. Тогда из (11.1) следует, что

$$\theta_2=\operatorname{arctg}(1/\rho), \tag{11.2}$$

т. е. условие резонанса не зависит от длины запредельных участков, что существенно упрощает процедуру синтеза.

В рамках сделанных предположений и без учета диссипативных потерь в диэлектрике, используя (8.35) и известные соотношения, связывающие матрицы $[a]$ и $[T]$, передаточную функцию рассматриваемого звена фильтра из одного ВДР можно записать в виде

$$|T_{11}|^2=A_0^2\operatorname{ch}^2\theta_1+B_0^2, \tag{11.3}$$

где $A_0=\cos\theta_2-\beta_м\sin\theta_2$, $B_0=\alpha_м\sin\theta_2$, $\alpha_м$ и $\beta_м$ определены выше в (8.33). Используя связь передаточной функции с затуханием фильтра $A=10\lg|T_{11}|^2$ и соотношения (11.2), (11.3), можно синтезировать ВДР с заданной резонансной частотой и полосой пропускания. При этом эквивалентная электрическая длина запредельных участков θ^i_1 определяется с помощью (11.3) на одной из граничных частот полосы пропускания ВДР по уровню 3 дБ и находится из формулы

$$\theta_1=\operatorname{arch}\frac{\sqrt{2-B_0^2}}{A_0}, \tag{11.4}$$

а переход к физической длине $l^{(i)}_1$ осуществляется на центральной частоте фильтра.

Волновая матрица передачи $[T]$ N-звенного волноводно-диэлектрического фильтра, нагруженного на входе и выходе на сопротивления $Z_н$, равные волновому сопротивлению ρ_2 участка запредельного волновода с ДЭ, является произведением $[T]_i$-матриц отдельных резонансных звеньев:

$$[T] = \prod_{i=1}^{N} [T]_i, \tag{11.5}$$

где для обратимого симметричного четырехполюсника без диссипативных потерь все элементы $[T]_i$-матрицы равны [168]:

$$[T]_i = \begin{bmatrix} A_0 \operatorname{ch} \theta_1^{(i)} + j & \mp j A_0 \operatorname{ch} \theta_1^{(i)} \\ \pm j A_0 \operatorname{ch} \theta_1^{(i)} & A_0 \operatorname{ch} \theta_1^{(i)} - j \end{bmatrix}. \tag{11.6}$$

При этом учтено, что коэффициент передачи одного звена, определяемый из (11.3) и равный $T_{11} = A_0 \operatorname{ch} \theta_1 + jB_0$, имеет параметр B_0, слабо зависящий от частоты в области резонанса, и его значение близко к единице.

Очевидно, что элементы результирующей матрицы $[T]$ есть полиномы по частотной переменной A_0, а функция рабочего затухания $|T_{11}|^2$ представляется полиномом по A^2_0 с коэффициентами, определяемыми величинами $\operatorname{ch} \theta_1^{(i)}$, практически не зависящими от частоты. Например, для трехрезонаторного фильтра, имеющего симметричную структуру, т. е. $\theta_1^{(1)} = \theta_1^{(3)}$, функция рабочего затухания

$$|T_{11}|^2 = 16 \operatorname{ch}^4 \theta_1^{(1)} \operatorname{ch} \theta_1^{(2)} A^6_0 + 8 \operatorname{ch}^2 \theta_1^{(1)} \operatorname{ch} \theta_1^{(2)} (\operatorname{ch} \theta_1^{(2)} - \\ - 2 \operatorname{ch} \theta_1^{(1)}) A^4_0 + (\operatorname{ch} \theta_1^{(2)} - 2 \operatorname{ch} \theta_1^{(1)})^2 A^2_0 + 1. \tag{11.7}$$

Аналогично можно получить соотношения для $|T_{11}|^2$ применительно к фильтрам с другим числом резонансных звеньев.

Следующий этап синтеза фильтров с максимальной плоской характеристикой (МПХ) состоит в том, что функции рабочего затухания рассматриваемого фильтра ставится в соответствие полином Баттерворта и приравниваются нулю коэффициенты при всех его степенях, кроме старшей. Получаемые при этом соотношения для расчета фильтров с МПХ при числе звеньев 2, 3, 4 сведены в табл. 11.1.

Прямой синтез ВДФ с чебышевской характеристикой затухания при нечетном числе резонансных звеньев проводится с учетом следующих особенностей. Функция рабочего затухания нечетнозвенного ВДР является полиномом степени $2N$ частотной переменной и ее структура соответствует передаточной функции, описываемой полиномами Чебышева

$$|T_{11}|^2 = 1 + \Delta^2_в \, T^2_n(x), \tag{11.8}$$

где $\Delta_в = \dfrac{|\Gamma|_{макс}}{\sqrt{1 - |\Gamma|^2_{макс}}}$, $T_n(x)$ — полином Чебышева 1-го ро-

Таблица 11.1

Число звеньев	Функция рабочего затухания	Соотношение между длинами запредельных участков звеньев фильтров
2	$4\mathrm{ch}^4\ \theta_1^{(1)}A_0^4+1$	$\theta_1^{(1)}=\theta_1^{(2)}$
3	$64\,\mathrm{ch}^6\ \theta_1^{(1)}A_0^6+1$	$\theta_1^{(1)}=\theta_1^{(3)},\ \theta_1^{(2)}=\mathrm{arch}\,(2\mathrm{ch}\theta_1^{(2)})$
4	$2174\ \mathrm{ch}^8\,\theta_1^{(1)}\ A_0^8+1$	$\theta_1^{(1)}=\theta_1^{(4)},\ \theta_1^{(2)}=\theta_1^{(3)},$ $\theta_1^{(2)}=\mathrm{arch}\ [\mathrm{ch}\theta_1^{(1)}(1+\sqrt{2})]$

да n-го порядка, в рассматриваемом случае аргумент x соответствует нормированной частоте, а Δ_ε — относительной неравномерности (уровню пульсаций) коэффициента отражения $|\Gamma|$. Частотная переменная A_0, как показали расчеты, вблизи центральной частоты f_0 полосы пропускания фильтра линейно зависит от f. Это позволяет при заданных уровнях пульсаций и граничных частотах произвести почленное сравнение функции рабочего затухания ВДР с функцией Чебышева. При этом получается система уравнений относительно неизвестных параметров $\mathrm{ch}\,\theta_1^{(i)}$, решение которой приводит к отысканию элементов, определяющих размеры фильтра. Так, в случае 3-резонаторного фильтра, для которого функция рабочего затухания определяется из (11.7), система уравнений имеет вид

$$\mathrm{ch}^4\,\theta_1^{(1)}\,\mathrm{ch}^2\,\theta_1^{(2)}A^6{}_0=\Delta^2{}_\varepsilon\ ;$$

$$\mathrm{ch}^2\,\theta_1^{(1)}\,\mathrm{ch}\,\theta_1^{(2)}\,(\mathrm{ch}\,\theta_1^{(2)}-2\mathrm{ch}\,\theta_1^{(1)})A^4{}_0=-3\Delta^2{}_\varepsilon$$

и допускает простое аналитическое решение. При этом величина A_0 рассчитывается на одной из граничных частот полосы пропускания, где $x=1$.

При четном числе резонансных звеньев ВДР требуется введение дополнительного трансформатора между центральными звеньями фильтра аналогично фильтру с четвертьволновыми связями, рассмотренному в [141].

Для облегчения процедуры синтеза ВДФ рассматриваемым методом целесообразно пользоваться табл. 11.2, 11.3*, которые рассчитаны по изложенной выше методике для нескольких относительных полос пропускания $W_\text{п}$ и проницаемости ДЭ, равной 3.8. Приведем пример расчета фильтра с использованием этих таблиц.

Пусть заданы центральная частота фильтра $f_0=3435$ МГц, полоса пропускания по уровню 3 дБ, равная 1,5%. Требуется рассчитать фильтр 5-резонаторный с максимально плоской характеристикой на основе прямоугольного

* Результаты расчетов, приведенные в табл. 11.2 и 11.3, получены с участием Е. Р. Трубехина.

волновода сечением $28{,}5\times12{,}6$ мм^2 с ДЭ из плавленого кварца. Порядок расчета следующий:

1. По заданным размеру широкой стенки волновода a и длине волны $\lambda_р$, соответствующей центральной частоте фильтра, вычисляем нормированную ширину запредельного волновода $a/\lambda_р=0{,}328$.

2. Связи между размерами конструкций фильтров с МПХ приведены в табл. 11.2 для ряда дискретных значений относительной полосы пропускания фильтра. Поскольку для расчета задана полоса 1,5%, а в табл. 11.2 ближайшие значения относительных полос равны 1% и 2%, то воспользуемся усреднением табличных данных. При $a/\lambda_р=0{,}328$ для фильтра с $N=5$ находим нормированные к a расстояние от входа фильтра до границы первого ДЭ и расстояния между диэлектрическими элементами:

$$l/a=0{,}524;\ l_{12}/a=1{,}25;\ l_{23}/a=1{,}50.$$

3. Размер l_2 ДЭ, нормированный к a, $l_2/a=0{,}606$.

4. Окончательно вычисляем размеры основных элементов фильтра: ширину каждого ДЭ 17,3 мм, расстояние от входа фильтра до границы первого ДЭ $l=14{,}9$ мм, расстояние между первым и вторым ДЭ $l_{12}=35{,}6$ мм, расстояние между вторым и третьим ДЭ $l_{23}=42{,}7$ мм. С учетом симметрии фильтра расстояния $l_{34}=l_{23}$, $l_{45}=l_{12}$.

Таким образом, рассмотренная методика расчета ВДФ несложна в своей реализации. Однако область ее применения ограничена конструкциями фильтров с полностью заполненными диэлектриком входным и выходным волноводами и допущением о пренебрежимой малости диссипативных потерь в колебательной системе фильтра. Если сечения регулярного и запредельного волноводов различны, то необходима коррекция размеров первого и последнего звеньев фильтра. На практике ее осуществляют с помощью дополнительных емкостных винтов, устанавливаемых на входе и выходе фильтра. Что касается внутренних звеньев, то их размеры, как показали расчеты и данные машинного синтеза [162], сохраняются после такой коррекции прежними.

11.3. СИНТЕЗ ФИЛЬТРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПРОТОТИПОВ

Инженерный расчет волноводно-диэлектрических фильтров данным методом, как и методом оптимального синтеза по обобщенным коэффициентам связи, предполагает наличие теоретических или экспериментальных зависимостей коэффициентов связи и добротностей ВДР от размеров резонаторов и их взаимного расположения. Проиллюстрируем на конкретном примере методику расчета ВДФ с использованием таблиц нормированных проводимостей g_i — параметров лестничной схемы НЧ прототипа [135]. Исходные данные для расчета такие: требуется рассчитать размеры 5-резонаторного ВДФ, имеющего максимально плоскую характеристику затухания, центральную частоту $f_0=3445$ МГц, относительную полосу пропускания $W_п=1{,}5\%$ по уровню 3 дБ. Также заданы: сечение подводящих волноводов $58\times12{,}6$ мм^2, за-

Таблица 11.2

Нормированные параметры волноводно-диэлектрического фильтра с максимально плоской АЧХ

a/λ_p	l_1/a	$N=3$		$N=5$			$N=7$				$W_П$, %
		l/a	l_{12}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l_{34}/a	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,682	1,509	0,582	1,366	1,611	0,514	1,243	1,536	1,634	1
0,328	0,606	0,698	1,542	0,597	1,397	1,645	0,528	1,274	1,569	1,668	1
0,332	0,572	0,713	1,574	0,612	1,428	1,678	0,542	1,303	1,601	1,701	1
0,336	0,541	0,728	1,605	0,625	1,458	1,710	0,555	1,332	1,632	1,734	1
0,340	0,512	0,742	1,635	0,639	1,486	1,741	0,568	1,359	1,663	1,765	1
0,344	0,486	0,757	1,665	0,652	1,515	1,772	0,580	1,386	1,693	1,797	1
0,348	0,461	0,770	1,695	0,665	1,543	1,803	0,592	1,413	1,723	1,828	1
0,352	0,438	0,784	1,724	0,677	1,570	1,833	0,604	1,439	1,752	1,858	1
0,356	0,417	0,798	1,753	0,690	1,597	1,864	0,615	1,464	1,782	1,889	1
0,360	0,397	0,811	1,782	0,702	1,625	1,894	0,627	1,490	1,811	1,920	1
0,364	0,378	0,825	1,811	0,714	1,652	1,925	0,638	1,515	1,841	1,950	1
0,368	0,360	0,839	1,840	0,726	1,679	1,955	0,649	1,541	1,870	1,981	1
0,372	0,343	0,852	1,870	0,738	1,706	1,986	0,660	1,566	1,900	2,013	1
0,376	0,327	0,866	1,899	0,750	1,733	2,017	0,671	1,592	1,930	2,044	1
0,380	0,312	0,880	1,929	0,763	1,761	2,049	0,682	1,617	1,961	2,076	1
0,384	0,298	0,894	1,960	0,775	1,789	2,082	0,693	1,643	1,992	2,109	1
0,388	0,284	0,908	1,991	0,787	1,818	2,115	0,704	1,670	2,024	2,143	1
0,392	0,271	0,923	2,023	0,800	1,874	2,149	0,715	1,696	2,056	2,177	1
0,396	0,259	0,938	2,056	0,813	1,877	2,184	0,727	1,723	2,089	2,213	1
0,400	0,247	0,953	2,090	0,826	1,907	2,220	0,738	1,751	2,124	2,249	1
0,404	0,236	0,968	2,125	0,839	1,939	2,257	0,750	1,779	2,159	2,287	1
0,408	0,225	0,985	2,161	0,852	1,971	2,295	0,761	1,809	2,196	2,326	1
0,412	0,214	1,001	2,198	0,866	2,004	2,336	0,773	1,838	2,234	2,367	1
0,416	0,204	1,019	2,237	0,881	2,039	2,377	0,786	1,869	2,273	2,409	1
0,420	0,195	1,036	2,277	0,895	2,075	2,421	0,798	1,901	2,315	2,453	1
0,424	0,185	1,055	2,319	0,910	2,112	2,467	0,811	1,934	2,358	2,500	1
0,428	0,176	1,075	2,364	0,926	2,151	2,515	0,824	1,968	2,403	2,549	1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,537	1,219	0,438	1,076	1,321	0,370	0,954	1,246	1,345	2
0,328	0,606	0,552	1,250	0,451	1,105	1,353	0,383	0,982	1,276	1,376	2
0,332	0,572	0,566	1,279	0,464	1,133	1,383	0,395	1,008	1,306	1,406	2
0,336	0,541	0,579	1,307	0,476	1,160	1,412	0,406	1,034	1,334	1,436	2
0,340	0,512	0,592	1,334	0,488	1,185	1,440	0,417	1,058	1,362	1,464	2
0,344	0,486	0,604	1,361	0,500	1,210	1,468	0,428	1,082	1,389	1,493	2
0,348	0,461	0,617	1,387	0,511	1,235	1,496	0,438	1,105	1,415	1,520	2
0,352	0,438	0,629	1,413	0,521	1,259	1,523	0,448	1,127	1,442	1,548	2
0,356	0,417	0,641	1,438	0,532	1,283	1,549	0,458	1,149	1,467	1,575	2
0,360	0,397	0,652	1,464	0,542	1,306	1,576	0,467	1,171	1,493	1,601	2
0,364	0,378	0,664	1,489	0,552	1,329	1,602	0,476	1,192	1,518	1,628	2
0,368	0,360	0,675	1,514	0,562	1,352	1,629	0,485	1,213	1,544	1,655	2
0,372	0,343	0,687	1,539	0,572	1,375	1,656	0,494	1,234	1,569	1,682	2
0,376	0,327	0,698	1,564	0,582	1,397	1,682	0,502	1,255	1,595	1,709	2
0,380	0,312	0,709	1,589	0,592	1,420	1,709	0,510	1,276	1,621	1,737	2
0,384	0,298	0,721	1,615	0,601	1,443	1,737	0,519	1,296	1,647	1,764	2
0,388	0,284	0,732	1,641	0,611	1,466	1,765	0,527	1,317	1,673	1,793	2
0,392	0,271	0,744	1,667	0,620	1,489	1,793	0,535	1,337	1,700	1,821	2
0,396	0,259	0,756	1,693	0,630	1,513	1,822	0,543	1,358	1,727	1,851	2
0,400	0,247	0,768	1,721	0,639	1,537	1,851	0,551	1,379	1,755	1,881	2
0,404	0,236	0,780	1,748	0,649	1,561	1,882	0,558	1,400	1,783	1,912	2
0,408	0,225	0,792	1,777	0,659	1,586	1,913	0,566	1,421	1,813	1,943	2
0,412	0,214	0,805	1,806	0,668	1,611	1,945	0,574	1,443	1,843	1,976	2
0,416	0,204	0,818	1,837	0,678	1,637	1,978	0,581	1,465	1,874	2,010	2
0,420	0,194	0,831	1,868	0,688	1,663	2,013	0,588	1,486	1,906	2,045	2
0,424	0,185	0,845	1,900	0,698	1,690	2,049	0,595	1,509	1,939	2,082	2
0,428	0,176	0,859	1,933	0,707	1,717	2,086	0,602	1,531	1,973	2,120	2

Продолжение табл. 11.2

a/λ_p	l_2/a	$N=3$		$N=5$			$N=7$				$W_п$, %
		l/a	l_{12}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l_{34}/a	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,453	1,050	0,353	0,907	1,152	0,286	0,786	1,077	1,175	3
0,328	0,605	0,466	1,079	0,366	0,935	1,182	0,298	0,812	1,106	1,205	3
0,332	0,572	0,479	1,106	0,378	0,960	1,210	0,309	0,836	1,133	1,234	3
0,336	0,541	0,492	1,133	0,389	0,985	1,238	0,319	0,860	1,160	1,261	3
0,340	0,512	0,504	1,158	0,400	1,009	1,264	0,329	0,882	1,186	1,288	3
0,344	0,486	0,515	1,183	0,411	1,032	1,290	0,339	0,904	1,211	1,315	3
0,348	0,461	0,527	1,207	0,421	1,055	1,316	0,348	0,925	1,235	1,340	3
0,352	0,438	0,538	1,231	0,430	1,077	1,341	0,357	0,945	1,260	1,366	3
0,356	0,417	0,548	1,254	0,440	1,098	1,365	0,365	0,965	1,283	1,390	3
0,360	0,396	0,559	1,277	0,449	1,119	1,390	0,373	0,984	1,307	1,415	3
0,364	0,378	0,569	1,300	0,457	1,140	1,414	0,381	1,003	1,330	1,440	3
0,368	0,360	0,579	1,322	0,466	1,160	1,438	0,388	1,021	1,353	1,464	3
0,372	0,343	0,589	1,345	0,475	1,180	1,462	0,395	1,039	1,375	1,488	3
0,376	0,327	0,599	1,367	0,483	1,200	1,486	0,402	1,057	1,398	1,513	3
0,380	0,312	0,609	1,390	0,491	1,220	1,510	0,409	1,074	1,421	1,537	3
0,384	0,298	0,619	1,412	0,499	1,240	1,534	0,416	1,092	1,444	1,562	3
0,388	0,284	0,629	1,435	0,507	1,259	1,559	0,422	1,109	1,467	1,587	3
0,392	0,271	0,639	1,457	0,514	1,279	1,584	0,428	1,126	1,491	1,613	3
0,396	0,259	0,649	1,480	0,522	1,299	1,609	0,434	1,142	1,514	1,638	3
0,400	0,247	0,659	1,504	0,529	1,318	1,635	0,439	1,159	1,538	1,665	3
0,404	0,235	0,669	1,527	0,536	1,338	1,661	0,444	1,175	1,562	1,691	3
0,408	0,225	0,679	1,551	0,544	1,358	1,688	0,449	1,192	1,587	1,719	3
0,412	0,214	0,689	1,576	0,551	1,378	1,715	0,454	1,208	1,613	1,747	3
0,416	0,204	0,699	1,601	0,557	1,398	1,744	0,458	1,224	1,638	1,776	3
0,420	0,194	0,710	1,626	0,564	1,419	1,773	0,462	1,240	1,665	1,806	3
0,424	0,185	0,720	1,652	0,570	1,439	1,803	0,465	1,255	1,692	1,836	3
0,428	0,175	0,730	1,679	0,576	1,460	1,833	0,468	1,270	1,720	1,868	3

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,346	0,837	0,248	0,695	0,939	0,182	0,575	0,864	0,962	5
0,328	0,605	0,359	0,864	0,259	0,720	0,966	0,192	0,599	0,890	0,990	5
0,332	0,571	0,371	0,889	0,270	0,744	0,993	0,202	0,621	0,916	1,016	5
0,336	0,540	0,382	0,913	0,280	0,766	1,018	0,211	0,642	0,940	1,042	5
0,340	0,511	0,393	0,936	0,290	0,788	1,042	0,220	0,662	0,964	1,067	5
0,344	0,485	0,403	0,959	0,299	0,808	1,066	0,228	0,681	0,987	1,090	5
0,348	0,460	0,413	0,980	0,307	0,828	1,089	0,235	0,699	1,009	1,114	5
0,352	0,437	0,423	1,001	0,315	0,847	1,111	0,243	0,716	1,030	1,136	5
0,356	0,416	0,432	1,022	0,323	0,866	1,133	0,249	0,733	1,051	1,158	5
0,360	0,396	0,441	1,042	0,331	0,883	1,155	0,256	0,749	1,071	1,180	5
0,364	0,377	0,450	1,061	0,338	0,901	1,176	0,262	0,764	1,091	1,202	5
0,368	0,359	0,458	1,081	0,344	0,918	1,197	0,267	0,779	1,111	1,223	5
0,372	0,342	0,466	1,100	0,351	0,934	1,217	0,272	0,793	1,130	1,244	5
0,376	0,326	0,475	1,118	0,357	0,950	1,238	0,277	0,807	1,150	1,265	5
0,380	0,311	0,483	1,137	0,363	0,966	1,258	0,282	0,820	1,169	1,286	5
0,384	0,297	0,490	1,155	0,369	0,981	1,279	0,286	0,833	1,188	1,307	5
0,388	0,283	0,498	1,174	0,374	0,997	1,299	0,290	0,845	1,207	1,328	5
0,392	0,270	0,505	1,192	0,379	1,011	1,320	0,293	0,858	1,226	1,348	5
0,396	0,258	0,513	1,210	0,384	1,026	1,340	0,296	0,869	1,244	1,370	5
0,400	0,246	0,520	1,228	0,388	1,040	1,361	0,299	0,881	1,263	1,391	5
0,404	0,235	0,527	1,246	0,392	1,054	1,382	0,301	0,891	1,282	1,412	5
0,408	0,224	0,534	1,264	0,396	1,068	1,403	0,303	0,901	1,301	1,434	5
0,412	0,213	0,541	1,282	0,399	1,081	1,424	0,304	0,911	1,320	1,456	5
0,416	0,203	0,547	1,300	0,402	1,094	1,446	0,304	0,919	1,339	1,478	5
0,420	0,193	0,553	1,318	0,404	1,106	1,467	0,304	0,927	1,358	1,501	5
0,424	0,184	0,559	1,336	0,406	1,118	1,489	0,304	0,935	1,377	1,524	5
0,428	0,175	0,565	1,353	0,407	1,129	1,512	0,302	0,941	1,396	1,547	5

Окончание табл. 11.2

a/λ_p	l_2/a	$N=3$		$N=5$			$N=7$				$W_п$, %
		l/a	l_{12}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l_{34}/a	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,277	0,698	0,180	0,557	0,799	0,115	0,439	0,724	0,822	7
0,328	0,605	0,289	0,723	0,190	0,580	0,825	0,125	0,461	0,749	0,848	7
0,332	0,571	0,300	0,746	0,200	0,602	0,850	0,134	0,481	0,773	0,873	7
0,336	0,539	0,310	0,769	0,209	0,623	0,874	0,142	0,501	0,796	0,897	7
0,340	0,511	0,320	0,790	0,218	0,643	0,896	0,150	0,519	0,818	0,920	7
0,344	0,484	0,329	0,811	0,226	0,662	0,918	0,157	0,536	0,839	0,943	7
0,348	0,459	0,338	0,831	0,233	0,679	0,939	0,164	0,553	0,859	0,964	7
0,352	0,436	0,347	0,850	0,240	0,697	0,960	0,170	0,568	0,879	0,985	7
0,356	0,415	0,355	0,868	0,247	0,713	0,980	0,176	0,583	0,898	1,005	7
0,360	0,395	0,363	0,886	0,253	0,729	0,999	0,181	0,597	0,916	1,025	7
0,364	0,376	0,371	0,904	0,259	0,744	1,019	0,186	0,610	0,934	1,044	7
0,368	0,358	0,378	0,921	0,265	0,758	1,037	0,191	0,623	0,951	1,064	7
0,372	0,341	0,385	0,937	0,270	0,772	1,056	0,195	0,635	0,968	1,082	7
0,376	0,325	0,392	0,954	0,275	0,786	1,074	0,199	0,646	0,985	1,101	7
0,380	0,310	0,398	0,970	0,279	0,799	1,092	0,202	0,657	1,002	1,119	7
0,384	0,296	0,405	0,985	0,283	0,811	1,109	0,205	0,667	1,018	1,137	7
0,388	0,282	0,411	1,000	0,287	0,823	1,127	0,208	0,677	1,034	1,155	7
0,392	0,269	0,416	1,015	0,291	0,835	1,144	0,210	0,686	1,049	1,173	7
0,396	0,257	0,422	1,030	0,294	0,846	1,162	0,212	0,695	1,065	1,191	7
0,400	0,245	0,427	1,044	0,296	0,857	1,179	0,213	0,703	1,080	1,209	7
0,404	0,233	0,432	1,059	0,298	0,867	1,196	0,214	0,711	1,095	1,227	7
0,408	0,222	0,437	1,072	0,300	0,876	1,213	0,215	0,717	1,110	1,244	7
0,412	0,212	0,441	1,086	0,301	0,885	1,230	0,215	0,724	1,124	1,262	7
0,416	0,202	0,445	1,099	0,302	0,893	1,247	0,215	0,729	1,138	1,280	7
0,420	0,192	0,448	1,111	0,302	0,901	1,263	0,214	0,734	1,152	1,297	7
0,424	0,182	0,451	1,123	0,301	0,907	1,280	0,213	0,737	1,165	1,315	7
0,428	0,173	0,453	1,134	0,299	0,913	1,296	0,211	0,740	1,178	1,332	7

Таблица 11.3

Нормированные параметры волноводно-диэлектрического фильтра с чебышевской АЧХ, $K_{ст\ и}$-1,2

a/λ_p	l_2/a	$N=3$		$N=5$			$N=7$				$W_п$, %
		l/a	l_{12}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l_{34}/a	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,642	1,344	0,671	1,420	1,553	0,679	1,439	1,579	1,605	1
0,328	0,606	0,658	1,376	0,687	1,453	1,586	0,695	1,471	1,613	1,639	1
0,332	0,572	0,673	1,406	0,702	1,484	1,618	0,710	1,502	1,645	1,672	1
0,336	0,541	0,687	1,435	0,717	1,514	1,650	0,725	1,533	1,677	1,704	1
0,340	0,512	0,701	1,464	0,731	1,543	1,681	0,739	1,562	1,708	1,735	1
0,344	0,486	0,715	1,492	0,745	1,572	1,711	0,753	1,591	1,739	1,766	1
0,348	0,461	0,728	1,520	0,759	1,601	1,741	0,767	1,620	1,769	1,797	1
0,352	0,438	0,741	1,547	0,772	1,629	1,771	0,781	1,648	1,799	1,827	1
0,356	0,417	0,755	1,574	0,786	1,657	1,800	0,795	1,677	1,829	1,857	1
0,360	0,397	0,768	1,601	0,799	1,685	1,830	0,808	1,705	1,859	1,888	1
0,364	0,378	0,781	1,628	0,813	1,713	1,860	0,822	1,733	1,889	1,918	1
0,368	0,360	0,794	1,655	0,826	1,741	1,889	0,835	1,761	1,919	1,949	1
0,372	0,343	0,807	1,682	0,840	1,769	1,920	0,849	1,789	1,949	1,979	1
0,376	0,327	0,820	1,709	0,853	1,797	1,950	0,862	1,818	1,980	1,011	1
0,380	0,312	0,833	1,736	0,867	1,826	1,981	0,876	1,847	2,012	2,042	1
0,384	0,298	0,846	1,764	0,881	1,855	2,012	0,890	1,876	2,044	2,075	1
0,388	0,284	0,860	1,792	0,895	1,884	2,044	0,905	1,906	2,076	2,108	1
0,392	0,271	0,874	1,821	0,909	1,915	2,077	0,919	1,937	2,109	2,142	1
0,396	0,259	0,888	1,850	0,924	1,946	2,111	0,934	1,968	2,144	2,177	1
0,400	0,247	0,902	1,880	0,939	1,977	2,146	0,949	2,000	2,179	2,212	1
0,404	0,236	0,917	1,911	0,954	2,010	2,181	0,965	2,034	2,215	2,249	1
0,408	0,225	0,932	1,943	0,970	2,044	2,218	0,981	2,068	2,253	2,288	1
0,412	0,214	0,947	1,976	0,986	2,079	2,257	0,997	2,103	2,292	2,328	1
0,416	0,204	0,964	2,010	1,003	2,115	2,297	1,014	2,140	2,333	2,369	1
0,420	0,194	0,980	2,045	1,021	2,152	2,339	1,032	2,178	2,376	2,413	1
0,424	0,185	0,998	2,081	1,039	2,192	2,383	1,051	2,218	2,420	2,458	1
0,428	0,176	1,016	2,120	1,058	2,233	2,429	1,070	2,260	2,467	2,506	1

Продолжение табл. 11 3

a/λ_p	l_2/a	$N=3$		$N=5$			$N=7$				$W_п$, %
		l/a	l_{12}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l_{34}/a	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,498	1,055	0,526	1,131	1,263	0,534	1,149	1,289	1,316	2
0,328	0,605	0,512	1,083	0,541	1,160	1,294	0,549	1,179	1,320	1,347	2
0,332	0,572	0,525	1,111	0,554	1,189	1,323	0,563	1,207	1,350	1,377	2
0,336	0,541	0,538	1,137	0,568	1,216	1,352	0,576	1,235	1,379	1,406	2
0,340	0,512	0,550	1,163	0,580	1,242	1,380	0,589	1,261	1,407	1,434	2
0,344	0,485	0,563	1,188	0,593	1,268	1,407	0,601	1,287	1,435	1,462	2
0,348	0,461	0,574	1,212	0,605	1,293	1,434	0,614	1,313	1,462	1,489	2
0,352	0,438	0,586	1,236	0,617	1,318	1,460	0,626	1,337	1,488	1,516	2
0,356	0,416	0,597	1,259	0,628	1,342	1,486	0,637	1,362	1,514	1,543	2
0,360	0,396	0,608	1,282	0,640	1,366	1,512	0,649	1,386	1,541	1,570	2
0,364	0,377	0,619	1,305	0,651	1,390	1,538	0,660	1,410	1,567	1,596	2
0,368	0,360	0,630	1,328	0,663	1,414	1,563	0,672	1,434	1,593	1,622	2
0,372	0,343	0,641	1,350	0,674	1,438	1,589	0,683	1,458	1,619	1,649	2
0,376	0,327	0,652	1,373	0,685	1,461	1,615	0,695	1,482	1,645	1,676	2
0,380	0,312	0,662	1,395	0,696	1,485	1,641	0,706	1,507	1,672	1,703	2
0,384	0,297	0,673	1,418	0,708	1,509	1,667	0,717	1,531	1,698	1,730	2
0,388	0,284	0,684	1,441	0,719	1,533	1,694	0,729	1,555	1,726	1,757	2
0,392	0,271	0,695	1,464	0,730	1,558	1,721	0,740	1,580	1,753	1,786	2
0,396	0,258	0,706	1,487	0,742	1,583	1,749	0,752	1,605	1,781	1,814	2
0,400	0,247	0,717	1,510	0,754	1,608	1,777	0,764	1,631	1,810	1,844	2
0,404	0,235	0,728	1,534	0,766	1,633	1,806	0,776	1,657	1,840	1,874	2
0,408	0,224	0,739	1,558	0,778	1,660	1,835	0,788	1,684	1,870	1,905	2
0,412	0,214	0,751	1,583	0,790	1,687	1,866	0,801	1,711	1,901	1,937	2
0,416	0,204	0,762	1,608	0,803	1,714	1,898	0,814	1,739	1,934	1,970	2
0,420	0,194	0,774	1,634	0,815	1,742	1,930	0,827	1,768	1,967	2,004	2
0,424	0,184	0,786	1,660	0,829	1,772	1,964	0,840	1,798	2,002	2,040	2
0,428	0,175	0,799	1,687	0,842	1,802	1,999	0,854	1,829	2,038	2,077	2
0,324	0,642	0,413	0,886	0,442	0,962	1,094	0,450	0,980	1,120	1,146	3
0,328	0,605	0,426	0,913	0,455	0,990	1,123	0,463	1,008	1,149	1,176	3
0,332	0,571	0,439	0,938	0,468	1,016	1,151	0,476	1,035	1,177	1,204	3
0,336	0,540	0,451	0,963	0,480	1,042	1,178	0,489	1,060	1,205	1,232	3
0,340	0,511	0,462	0,987	0,492	1,066	1,204	0,501	1,085	1,231	1,258	3
0,344	0,485	0,474	1,010	0,504	1,090	1,229	0,512	1,109	1,257	1,284	3
0,348	0,460	0,484	1,032	0,515	1,113	1,254	0,523	1,132	1,282	1,310	3
0,352	0,437	0,495	1,054	0,526	1,136	1,278	0,534	1,155	1,306	1,334	3
0,356	0,416	0,505	1,075	0,536	1,158	1,302	0,545	1,178	1,330	1,359	3
0,360	0,396	0,515	1,096	0,547	1,180	1,325	0,556	1,200	1,354	1,383	3
0,364	0,377	0,525	1,116	0,557	1,201	1,349	0,566	1,221	1,378	1,407	3
0,368	0,359	0,534	1,136	0,567	1,222	1,372	0,576	1,243	1,402	1,431	3
0,372	0,342	0,544	1,156	0,577	1,244	1,395	0,586	1,264	1,425	1,455	3
0,376	0,326	0,553	1,176	0,587	1,264	1,418	0,596	1,286	1,449	1,479	3
0,380	0,311	0,562	1,195	0,596	1,285	1,441	0,606	1,307	1,472	1,503	3
0,384	0,297	0,571	1,215	0,606	1,306	1,465	0,616	1,328	1,496	1,528	3
0,388	0,283	0,580	1,234	0,616	1,327	1,488	0,626	1,349	1,520	1,552	3
0,392	0,270	0,589	1,253	0,625	1,348	1,512	0,635	1,370	1,544	1,577	3
0,396	0,258	0,598	1,273	0,635	1,369	1,536	0,645	1,392	1,569	1,602	3
0,400	0,246	0,607	1,292	0,645	1,390	1,560	0,655	1,414	1,594	1,628	3
0,404	0,234	0,616	1,311	0,654	1,412	1,585	0,665	1,436	1,619	1,654	3
0,408	0,223	0,625	1,331	0,664	1,433	1,610	0,675	1,458	1,645	1,680	3
0,412	0,213	0,634	1,351	0,674	1,455	1,636	0,685	1,480	1,672	1,708	3
0,416	0,203	0,643	1,370	0,684	1,477	1,662	0,695	1,503	1,699	1,736	3
0,420	0,193	0,652	1,390	0,694	1,500	1,690	0,705	1,526	1,727	1,764	3
0,424	0,183	0,661	1,410	0,704	1,523	1,717	0,716	1,550	1,756	1,794	3
0,428	0,174	0,669	1,430	0,713	1,546	1,746	0,726	1,574	1,785	1,825	3

Окончание табл. 11.3

a/λ_p	l_2/a	$N=3$		$N=5$			$N=7$				$W_п$, %
		l/a	l_{12}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l/a	l_{12}/a	l_{23}/a	l_{34}/a	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,307	0,673	0,336	0,749	0,881	0,344	0,767	0,907	0,933	5
0,328	0,604	0,319	0,698	0,348	0,775	0,908	0,356	0,793	0,934	0,961	5
0,332	0,570	0,331	0,722	0,360	0,799	0,933	0,368	0,817	0,960	0,987	5
0,336	0,538	0,341	0,744	0,371	0,822	0,958	0,379	0,841	0,985	1,012	5
0,340	0,510	0,352	0,765	0,381	0,844	0,982	0,390	0,863	1,009	1,036	5
0,344	0,483	0,361	0,786	0,392	0,866	1,005	0,400	0,885	1,032	1,060	5
0,348	0,458	0,371	0,805	0,401	0,886	1,027	0,410	0,906	1,055	1,083	5
0,352	0,435	0,380	0,824	0,411	0,906	1,048	0,420	0,926	1,077	1,105	5
0,356	0,413	0,389	0,842	0,420	0,925	1,070	0,429	0,945	1,098	1,127	5
0,360	0,393	0,397	0,860	0,429	0,944	1,090	0,438	0,964	1,119	1,148	5
0,364	0,374	0,405	0,877	0,437	0,962	1,111	0,446	0,983	1,140	1,169	5
0,368	0,356	0,413	0,894	0,446	0,980	1,131	0,455	1,001	1,160	1,190	5
0,372	0,339	0,420	0,910	0,454	0,998	1,150	0,463	1,019	1,180	1,211	5
0,376	0,324	0,428	0,926	0,462	1,015	1,170	0,471	1,036	1,200	1,231	5
0,380	0,308	0,435	0,941	0,469	1,032	1,189	0,479	1,054	1,220	1,251	5
0,384	0,294	0,422	0,956	0,477	1,049	1,209	0,487	1,071	1,240	1,272	5
0,388	0,280	0,449	0,971	0,484	1,065	1,228	0,494	1,088	1,260	1,292	5
0,392	0,267	0,455	0,986	0,491	1,081	1,247	0,502	1,104	1,280	1,312	5
0,396	0,255	0,461	1,000	0,499	1,098	1,266	0,509	1,121	1,300	1,333	5
0,400	0,243	0,468	1,014	0,505	1,113	1,286	0,516	1,137	1,319	1,353	5
0,404	0,232	0,474	1,027	0,512	1,129	1,305	0,523	1,153	1,339	1,374	5
0,408	0,221	0,479	1,040	0,519	1,145	1,324	0,530	1,169	1,360	1,395	5
0,412	0,210	0,485	1,053	0,525	1,160	1,344	0,537	1,185	1,380	1,416	5
0,416	0,200	0,490	1,065	0,531	1,175	1,363	0,543	1,201	1,400	1,437	5
0,420	0,190	0,494	1,077	0,537	1,190	1,383	0,549	1,216	1,421	1,459	5
0,424	0,180	0,498	1,088	0,543	1,204	1,403	0,555	1,231	1,442	1,481	5
0,428	0,171	0,502	1,098	0,548	1,218	1,422	0,560	1,246	1,463	1,503	5

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,324	0,642	0,238	0,534	0,266	0,610	0,741	0,274	0,628	0,767	0,793	7
0,328	0,603	0,249	0,558	0,278	0,634	0,766	0,286	0,652	0,793	0,819	7
0,332	0,568	0,260	0,580	0,289	0,657	0,791	0,297	0,675	0,817	0,844	7
0,336	0,536	0,270	0,600	0,299	0,678	0,814	0,307	0,697	0,841	0,868	7
0,340	0,507	0,279	0,620	0,309	0,699	0,836	0,317	0,717	0,863	0,890	7
0,344	0,480	0,288	0,638	0,318	0,718	0,857	0,326	0,737	0,884	0,912	7
0,348	0,455	0,296	0,656	0,327	0,737	0,877	0,335	0,756	0,905	0,933	7
0,352	0,431	0,304	0,673	0,335	0,755	0,897	0,344	0,774	0,925	0,954	7
0,356	0,410	0,312	0,689	0,343	0,772	0,916	0,352	0,792	0,945	0,974	7
0,360	0,389	0,319	0,704	0,351	0,789	0,935	0,360	0,809	0,964	0,993	7
0,364	0,370	0,326	0,719	0,358	0,805	0,953	0,367	0,825	0,983	1,012	7
0,368	0,353	0,333	0,733	0,365	0,820	0,971	0,375	0,841	1,001	1,031	7
0,372	0,336	0,339	0,747	0,372	0,835	0,988	0,382	0,856	1,019	1,049	7
0,376	0,320	0,345	0,760	0,379	0,850	1,005	0,388	0,871	1,036	1,067	7
0,380	0,305	0,351	0,773	0,385	0,864	1,022	0,395	0,886	1,053	1,085	7
0,384	0,290	0,356	0,785	0,391	0,878	1,039	0,401	0,900	1,070	1,102	7
0,388	0,276	0,361	0,797	0,397	0,891	1,055	0,407	0,914	1,087	1,120	7
0,392	0,263	0,366	0,808	0,402	0,904	1,071	0,413	0,927	1,104	1,137	7
0,396	0,251	0,370	0,818	0,408	0,917	1,087	0,418	0,940	1,121	1,154	7
0,400	0,239	0,375	0,828	0,413	0,929	1,103	0,423	0,953	1,137	1,171	7
0,404	0,227	0,378	0,838	0,417	0,940	1,118	0,428	0,965	1,153	1,188	7
0,408	0,216	0,382	0,846	0,422	0,952	1,133	0,433	0,977	1,169	1,205	7
0,412	0,206	0,385	0,854	0,425	0,962	1,148	0,437	0,988	1,185	1,222	7
0,416	0,195	0,387	0,861	0,429	0,972	1,163	0,441	0,998	1,201	1,238	7
0,420	0,185	0,389	0,867	0,432	0,981	1,178	0,444	1,008	1,216	1,255	7
0,424	0,175	0,390	0,872	0,434	0,989	1,192	0,447	1,017	1,231	1,271	7
0,428	0,166	0,390	0,875	0,436	0,996	1,205	0,449	1,025	1,246	1,287	7

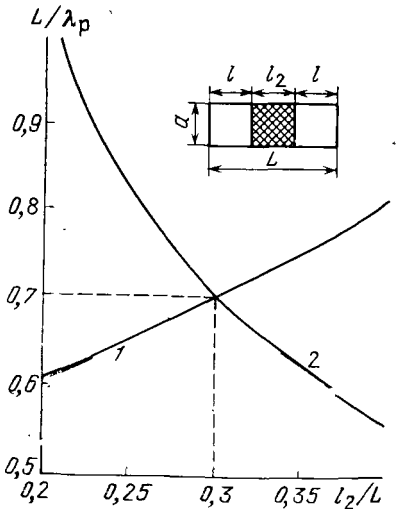


Рис. 11.2. Основные размеры ВДР и вспомогательные графики для их нахождения

предельный волновод сечением $28{,}5\times12{,}6$ мм^2 и диэлектрический материал — плавленый кварц с $\varepsilon_р=3{,}8$.

Порядок расчета ВДФ при этом следующий:

1. Нахождение размеров l_2 и L резонатора (рис. 11.2). Размеры l_2 и L сложным образом зависят от полосы пропускания фильтра и значения его центральной частоты. Их вычисление можно сделать в таком порядке. Заданной центральной частоте фильтра соответствуют длина волны $\lambda_р=87{,}3$ мм; при этом нормированный размер широкой стенки запредельного волновода $a/\lambda_р=0{,}326$. Из рассчитанных ранее графиков на рис. 3.12 в [6] для ряда отношений размеров $A_в/a$ находим, что в данном случае при $A_в/a\approx2$, относительной полосе пропускания 1,5% фильтру с $N=5$ при $\varepsilon_р=3{,}8$ приближенно соответствует отношение $l/a=0{,}75$. Для этого отношения l/a, пользуясь формулой

$$\frac{L}{\lambda_р}=\frac{2l}{a}\,\frac{a}{\lambda_р}\left(1-\frac{l_2}{L}\right)^{-1},$$

при $l/a=0{,}75$, $a/\lambda_р=0{,}326$ находим графическую зависимость $L/\lambda_р$ от l_2/L (рис. 11.2, кривая *1*). На этом же рисунке строим аналогичную графическую зависимость *2* по данным табл. 7.1,*а* при фиксированном $a/\lambda_р=0{,}326$. Точка пересечения зависимостей *1* и *2* дает искомые значения нормированных размеров ВДР, при которых обеспечивается выполнение требований к фильтру по полосе пропускания и его центральной частоте. Имеем $l_2/L=0{,}3$, $L/\lambda_р=0{,}7$, следовательно, $L=61{,}1$ мм, $l_2=18{,}3$ мм.

2. Нахождение коэффициентов связи между резонаторами $k_{i,i+1}$ и внешней добротности крайних ВДР. Для фильтра с МПХ, пользуясь [168], находим нормированные проводимости НЧ прототипа: $g_1=g_5=0{,}618$, $g_2=g_4=1{,}617$, $g_3=1{,}999$. Затем по формуле (10.5) вычисляем коэффициенты взаимной связи ВДР $k_{12}=k_{45}=0{,}015$, $k_{23}=k_{34}=0{,}083$. Пользуясь (10.4), рассчитываем внешнюю добротность крайних ВДР $Q_{вн}=41{,}2$.

3. Нахождение длин запредельных волноводов с учетом реактивности стыка волноводов регулярный — запредельный. В § 8.4 отмечалось, что наличие реактивностей на входе и выходе отрезка запредельного волновода приводит к смещению резонансной частоты ВДР. Поэтому для оценки влияния этой реактивности воспользуемся приближенным выражением [140, 169]

$$b_0=\frac{B}{Y_0}=\frac{\lambda_b}{2A_b}\operatorname{ctg}^2\frac{\pi a}{2A_b},$$

где $\lambda_в$ — длина волны в волноводе, откуда для рассматриваемого примера находим $b_0 \approx 1$. Из табл. 9.4, 9.5 находим $l/a=0{,}2$, $l_{23}/a=l_{34}/a=1{,}6$, $l_{12}/a=l_{45}/a=1{,}34$. Абсолютные значения длин равны $l=5{,}6$ мм, $l_{23}=l_{34}=45{,}6$ мм, $l_{12}=l_{45}=38{,}2$ мм.

В связи с тем, что расчетные значения $A_в/\lambda_р$, для которых составлены табл. 9.4, 9.5 могут отличаться от требуемых значений $A_в/\lambda_р$, необходимо провести корректировку длин запредельных волноводов. С этой целью воспользуемся нижней строкой табл. 9.5, где приведены средние значения $(A_в/\lambda_р)_{ср}$ для крайних величин параметра b_0 ($b_0=0$ и $b_0=1$). Выберем по данным табл. 9.5 среднее значение $(A_в/\lambda_р)_{ср}=0{,}686$. Следовательно, в нашем примере $\lambda_р=84{,}5$ мм. Корректирующий множитель r находим по формуле

$$r=\frac{\lambda_р}{\lambda_0}\left[\frac{\left(\frac{\lambda_р}{2a}\right)^2-1}{\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2-1}\right]^{1/2},$$

которая получена из условия обеспечения одинакового затухания отрезков запредельного волновода на частотах, соответствующих длинам волн $\lambda_р$ и λ_0. В нашем примере $r=0{,}97$. При этом окончательные длины участков запредельного волновода равны: $l'=lr=5{,}4$ мм, $l'_{23}=l'_{34}=l_{23}r=4{,}2$ мм, $l'_{12}=l'_{45}=l_{12}\cdot r=34{,}7$ мм. Полная длина отрезка запредельного волновода

$$L=Nl_2+2(l'+l'_{12}+l'_{23})=265 \text{ мм}.$$

Отметим, что найденные значения размеров фильтра близки к полученным выше в аналогичном примере фильтра на полностью заполненных диэлектриком входном и выходном волноводах.

4. Приближенная оценка вносимых потерь фильтра может быть проведена по формуле (10.3), что при собственной добротности ВДР $Q=3000$ дает $A_{мин} \approx 0{,}62$ дБ.

11.4. ФИЛЬТРЫ С ПОВЫШЕННОЙ ЧАСТОТНОЙ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТЬЮ

Применительно к фильтрам на основе полых резонаторов было показано [170], что увеличение частотной избирательности возможно в конструкциях, имеющих эллиптическую АЧХ. Построение фильтров с такой характеристикой требует введения не только последовательных связей резонаторов при их каскадном включении, но и параллельных, т. е. дополнительных связей между несоседними резонаторами. Реализацию этих дополнительных связей удобно осуществлять при использовании двухмодовых ВДР [48, 171, 211]. На рис. 11.3 показана конструкция четырехзвенного двухмодового фильтра с ВДР [172]. Фильтр содержит два резонатора на основе отрезка запредельного квадратного волновода 1 с диэлектрическими элементами 2, связь между которыми осуществляется тонкой диафрагмой *3* со щелью шириной d_0. Настроечные винты *4*, *5* предназначены для подстройки резонансных частот каждого из двух ортогональных типов колебаний. Винты *6*, введенные в запредельный волновод вдоль диагоналей

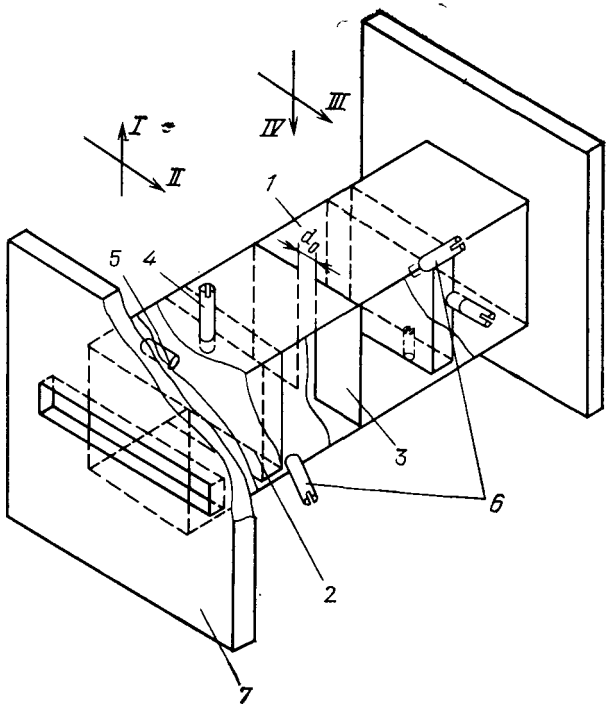


Рис. 11.3. Конструкция четырехзвенного фильтра на двухмодовых ВДР с эллиптической АЧХ

квадратов поперечных сечений волновода, служат для регулирования степени связи между ортогональными типами колебаний. На входе и выходе фильтра установлены фланцы *7* стандартных размеров, ширина отверстий в которых равна размеру широкой стенки подводящих волноводов.

Диэлектрические элементы *2* должны заполнять поперечное сечение квадратного волновода полностью или частично, и их расположение в резонаторе должно быть симметричным относительно входа и выхода, а также относительно плоскостей, проведенных через одну из диагоналей квадрата и ось волновода. Только в этом случае ортогональные типы колебаний (моды) будут иметь одинаковые постоянные распространения и между ними можно осуществить взаимную связь. Значение диэлектрической проницаемости и геометрические размеры каждого ДЭ должны быть такими, чтобы волновод на участке расположения диэлектрика допускал существование распространяющихся волн с ортогональной поляризацией векторов **E**.

Для создания режима связанных колебаний используются винты *6*. Их продольное местоположение максимально приближено к ДЭ или находится в области ДЭ симметрично относитель-

но входа и выхода резонатора. По мере увеличения глубины погружения винта *6* в волновод увеличивается степень связи между ортогональными колебаниями. Существенной особенностью рассматриваемой конструкции является то, что диафрагма *3* имеет не крестообразную, а продольную щель, ориентированную параллельно вектору напряженности электрического поля волны на входе фильтра. Степень связи каждого из ДЭ с подводящими волноводами определяется длинами отрезков запредельных волноводов между диэлектрическими элементами *2* и фланцами *7*.

В процессе работы фильтра входной СВЧ сигнал возбуждает в первом ВДР два ортогональных типа колебаний H_{101} и H_{011}. Одно из этих колебаний имеет направление электрического поля, совпадающее с направлением вектора E на входе фильтра (поляризация *I*), другое — перпендикулярно ему (поляризация *II*). Диафрагма *3* почти не влияет на прохождение энергии колебаний типа H_{011} и вносит существенное ослабление при передаче энергии колебаний типа H_{101}. Поэтому тип колебаний H_{011} интенсивно возбуждает во втором ВДР аналогичный тип колебаний с таким же направлением вектора **E** (поляризация *III*).

Так как винт связи *6* первого ВДР развернут в пространстве на 90° относительно винта связи *6* второго ВДР, то в последнем возбуждается колебание типа H_{101} с поляризацией *IV* вектора **E** (см. рис. 11.3). При этом между типами колебаний H_{101} на входе и выходе фильтра, наряду с описанной резонансной связью через типы колебаний H_{011}, имеется также небольшая непосредственная связь с отмеченным выше существенным ослаблением через диафрагму *3*.

Благодаря этому на склонах АЧХ возможна компенсация реактивностей, обусловливающая появление дополнительных полюсов заграждения на этих склонах, что приводит к повышению частотной избирательности фильтра и реализации АЧХ эллиптического вида. Указанная компенсация достигается при вполне определенных размерах запредельного волновода, размерах и проницаемости ДЭ, а также при определенных ширине и толщине диафрагмы. Нахождение этих размеров и является целью инженерного расчета ВДФ с эллиптической характеристикой. Этот расчет может быть проведен по методу, содержащему такую последовательность этапов: а) определение требований к параметрам фильтров; б) выбор аппроксимирующей функции и нахождение требуемых значений коэффициентов связей и внешних добротностей; в) нахождение физически реализуемых геометрических размеров и других параметров фильтра по заданным его характеристикам. Рассмотрим особенности такого расчета ВДФ с эллиптической характеристикой на следующем примере.

Требуется рассчитать полосно-пропускающий фильтр на центральную частоту $f_0=2$ ГГц, относительную полосу пропускания $W_п=2\%$, гарантированное затухание $A_з \geqslant 30$ дБ в полосе заграждения и крутизну склонов АЧХ эллиптического вида в переходной области не менее $S=1{,}3$ дБ/МГц при уровне

пульсаций в полосе пропускания $\Delta A_{п.п}=0{,}05$ дБ и $K_{ст\,U}$ в полосе пропускания не более 1,25. Фильтр должен быть малогабаритным, и его характеристики должны сохраняться в интервале температур от -50 до $+65°$ С.

Порядок расчета примем следующий.

1. Находим число резонансных звеньев фильтра. По заданной крутизне склонов АЧХ в переходной области S и заданном затухании сначала вычисляем значение отстройки от граничной частоты полосы пропускания $f_п$, на которой затухание достигает 30 дБ. При заданной $f_0=2000$ МГц и 2%-ной полосе пропускания $f_п=2020$ МГц вычисляем частоту $f_з$, где затухание достигает заданного уровня $A_з=30$ дБ, по формуле

$$f_з = f_п + \frac{A_з}{S},$$

т. е. в данном случае $f_з=2043$ МГц. Далее находим значение обобщенной частотной переменной

$$\Omega = \frac{f_з/f_0 - f_0/f_з}{f_п/f_0 - f_0/f_п},$$

которая в рассматриваемом примере равна $\Omega=2{,}14$. Это значение Ω позволяет найти требуемое число звеньев фильтра с эллиптической АЧХ с помощью номограммы [173], приведенной на рис. 11.4. Для эллиптической функции чет-

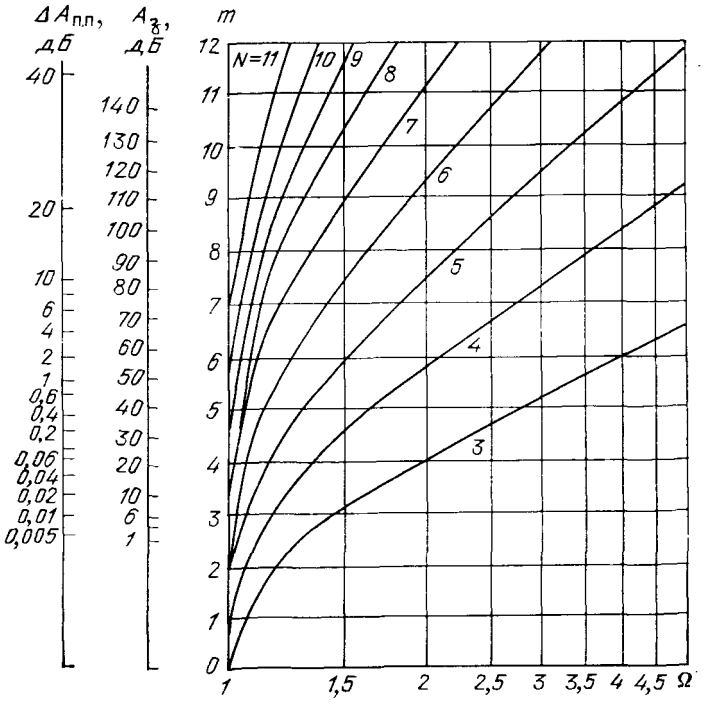


Рис 11.4. Номограмма для нахождения порядка эллиптических функций

ного порядка эта иомограмма дает требуемый порядок функции применительно к ситуации, когда в полосе заграждения имеются два нуля передачи.

В рассматриваемом примере для заданных значений $\Delta A_{\text{п.п}}=0{,}05$ дБ и $A_{\text{з}}=30$ дБ проводим линию через две точки на вертикальных шкалах иомограммы, соответствующих этим значениям и находим пересечение этой прямой с масштабной осью m. От этой точки пересечения проводим линию параллельно оси абсцисс до пересечения с вертикалью на семействе кривых, для которой $\Omega=2{,}14$. Полученное при этом число звеньев фильтра несколько меньше четырех и оно округляется до $N=4$.

2. Выбор сечения запредельного волновода. Этот выбор целесообразно проводить из условия получения максимальной собственной добротности ВДР. Установлено [140], что зависимость добротности от сечения квадратного запредельного волновода имеет максимум сравнительно пологий и мало изменяющийся в интервале значений $a/\lambda_{\text{р}}$ от 0,34 до 0,42. В соответствии с этим в рассматриваемом примере можно выбрать размер стороны квадрата запредельного волновода от 51 мм до 63 мм. Из соображения уменьшения габаритных размеров примем $a=52$ мм.

Таблица 11.4

Связи между резонаторами при $\Delta A_{\text{п.п}}=0{,}01$ дБ

$A_{\text{з}}$, дБ	N	R	M_{12}	M_{23}	M_{34}	M_{45}	M_{14}	M_{36}
70	4—1	1,592	1,151	0,844			—0,021	
	6—1	2,157	1,365	0,797	0,695		—0,033	
	8—1	2,759	1,669	0,846	0,684	0,711	0,020	—0,070
	8—2	2,007	1,264	0,659	0,563	0,825	0,123	—0,242
60	4—1	1,589	1,147	0,849			—0,037	
	6—1	2,154	1,363	0,801	0,688		—0,048	
	8—1	2,758	1,667	0,844	0,680	0,726	0,021	—0,091
	8—2	2,006	1,260	0,651	0,525	0,880	0,143	—0,305
50	4—1	1,585	1,141	0,858			—0,067	
	6—1	2,151	1,358	0,809	0,677		—0,072	
	8—1	2,756	1,665	0,834	0,671	0,763	0,041	—0,136
	8—2	2,005	1,249	0,634	0,404	0,992	0,207	—0,422
40	4—1	1,577	1,128	0,873			—0,120	
	6—1	2,146	1,351	0,820	0,659		—0,109	
	8—1	2,754	1,663	0,840	0,657	0,776	0,018	—0,161
	8—2	2,003	1,238	0,633	0,270	1,064	0,252	—0,505
30	4—1	1,564	1,101	0,901			—0,218	
	6—1	2,139	1,338	0,837	0,630		—0,165	
	8—1	2,781	1,660	0,836	0,633	0,818	0,019	—0,223
	8—2	2,001	1,214	0,653	0,326	1,107	0,339	—0,558

3. Нахождение требуемых значений коэффициентов взаимной связи и внешней добротности ВДР. Для фильтров с эллиптической АЧХ имеются [174] табулированные значения коэффициентов связи и внешних добротностей НЧ прототипов применительно к четырех-, шести- и восьмизвенным двухмодовым фильтрам (табл. 11.4, 11.5). Пользуясь табл. 11.5 применительно к заданным значениям $\Delta A_{\text{п.п}}$, $A_{\text{з}}$ и $W_{\text{п}}$ для четырехзвенного фильтра ($N=4-1$), находим требуемые значения внешней добротности $Q_{\text{вн}}=f_0/RW_{\text{п}}=41{,}35$ и коэффициентов взаимной связи $k_{12}=k_{34}=M_{12}W_{\text{п}}/f_0=0{,}01804$, $k_{23}=0{,}016$ и $k_{134}=-0{,}0038$.

4. Выбор диэлектрического материала и нахождение размеров ДЭ. Учитывая требования термостабильности в широком интервале температур, выбираем в качестве диэлектрического материала плавленый кварц; он имеет стабильные параметры в интервале температур. С учетом технологических и конструктивных удобств применяем полное заполнение диэлектриком поперечного сечения квадратного запредельного волновода.

Нахождение размера ДЭ l_2, расстояния между ними l_{12} и длины l участка запредельного волновода между ДЭ и подводящими волноводом аналогично рассмотренному выше в § 11.3 примеру. Эти значения в данном случае равны: $l_2=18{,}4$ мм, $l_{12}=67{,}6$ мм, $l=18{,}7$ мм.

Таблица 11.5

Связи между резонаторами при $\Delta A_{\text{п.п}}=0{,}05$ дБ

$A_{\text{з}}$, дБ	N	R	M_{12}	M_{23}	M_{34}	M_{45}	M_{14}	M_{36}
70	4—1	1,219	0,941	0,738			—0,018	
	6—1	1,824	1,720	0,711	0,635		—0,029	
	8—1	2,446	1,486	0,763	0,629	0,666	0,018	—0,068
	8—2	1,719	1,103	0,061	0,521	0,793	0,104	—0,239
60	4—1	1,218	0,939	0,743			—0,032	
	6—1	1,823	1,170	0,716	0,628		—0,045	
	8—1	2,446	1,486	0,764	0,625	0,678	0,014	—0,085
	8—2	1,720	1,099	0,590	0,463	0,868	0,134	—0,319
50	4—1	1,216	0,933	0,753			—0,058	
	6—1	1,823	1,167	0,724	0,620		—0,066	
	8—1	2,448	1,486	0,762	0,617	0,701	0,015	—0,114
	8—2	1,722	1,093	0,581	0,359	0,956	0,174	—0,413
40	4—1	,213	0,923	0,770			—0,105	
	6—1	1,823	1,162	0,736	0,606		—0,099	
	8—1	2,450	1,486	0,761	0,605	0,731	0,015	—0,154
	8—2	,726	1,083	0,585	0,183	1,035	0,229	—0,499
30	4—1	1,208	0,902	0,800			—0,190	
	6—1	1,822	1,154	0,754	0,582		—0,150	
	8—1	2,452	1,486	0,759	0,583	0,774	0,014	—0,212
	8—2	1,732	1,063	0,615	0,064	1,051	0,314	—0,522

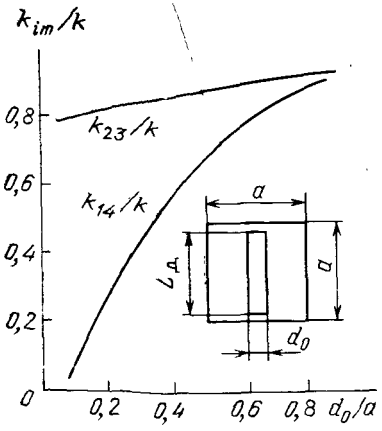


Рис. 11.5. Зависимости коэффициентов связи от размеров диафрагмы

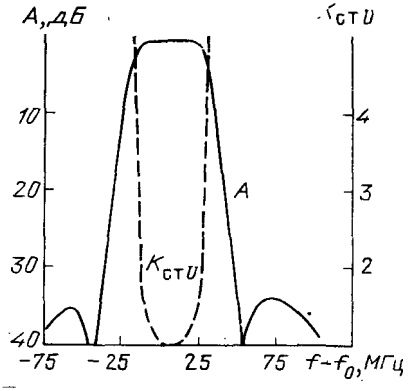


Рис. 11.6. Частотные зависимости коэффициента передачи и фильтра

5. Нахождение размеров диафрагмы. Этот этап расчета требует проведения предварительных экспериментальных исследований с выбранными ВДР на запредельных волноводах. При этом два двухмодовых ВДР соединяются последовательно, диагональные винты связи у них выводятся так, что резонаторы работают в одномодовом режиме. Далее измеряется зависимость коэффициента взаимной связи ВДР от размеров окна диафрагмы, установленной в режиме, соответствующем индуктивной диафрагме k_{23}/k, и режиме, соответствующем емкостной диафрагме связи k_{14}/k. Полученные при этом зависимости (рис. 11.5) позволяют найти требуемые значения коэффициентов связи k_{23} и k_{14} путем выбора размеров ширины d_0 и длины $L_д$ диафрагмы. На рис. 11.6 показаны экспериментально полученные АЧХ передачи и $K_{ст\,U}$ фильтра, рассчитанного в приведенном примере.

11.5. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

Достоверность рассмотренных выше расчетных моделей волноводно-диэлектрических фильтров с запредельными связями проверялась экспериментально в диапазоне 2 ... 12 ГГц как для одномодовых, так и для двухмодовых фильтров. Изложим основные результаты такой проверки для некоторых конструкций ВДФ и приведем рекомендации по их практической реализации.

Разработанные одномодовые ВДФ имели относительную полосу пропускания от 0,2 до 20% при числе звеньев $N=2 \ldots 10$. В качестве материалов использовались серийно выпускаемые диэлектрики: плавленый кварц, поликор, ТЛ/0, ТБНС и др. Расчет параметров ВДФ проводился как на основе НЧ прототипа, так и с помощью модели резонансного звена.

В табл. 11.6 приведены расчетные и экспериментальные значения параметров трех ВДФ с числом звеньев N.

Таблица 11.6

Параметр	$N=5$		$N=6$		$N=9$	
	Р	Э	Р	Э	Р	Э
Частота, ГГц	8	8,2	8	8,0	8	8,29
Потери, дБ	1,5	2,0	1,46	1,5	0,6	0,6
Относительная полоса пропускания, %	0,5	0,46	1	0,99	6	8
Крутизна АЧХ, дБ/МГц	1,33	1,05	0,8	0,6	0,2	0,23
$K_{ст\,U}$		1,17		1,15		1,4
Сечение запредельного волновода, мм^2	15×15		12,6×8		11×5,5	
Диэлектрик	Поликор		Поликор		Поликор	

Примечание. Р — расчет; Э — эксперимент.

Рассмотрим некоторые особенности данных, приведенных в табл. 11.6. Одной из причин различия измеренных и рассчитанных значений центральной частоты является разброс относительной диэлектрической проницаемости заготовок поликора от 9,2 до 10,2. Наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с расчетными по относительной полосе пропускания и вносимым потерям. Что касается совпадения экспериментальных данных с расчетными по значению крутизны склонов АЧХ, то это совпадения тем ближе, чем больше относительная полоса пропускания ВДФ.

На рис. 11.7 в качестве примера приведены экспериментальные АФХ и частотная зависимость $K_{тс\,U}$ шестизвенного ВДФ на относительную полосу пропускания 1%. Там же приведен эскиз этого ВДФ, представляющего собой отрезок запредельного волновода с диэлектрическими элементами (из поликора толщиной 2 мм), разделенными слоем воздуха. Неизбежный на практике разброс геометрических размеров (в первую очередь зазоры между диэлектрическими элементами и стенкой запредельного волновода) требует для практической реализации этого вида ВДФ введения в конструкцию подстроечных элементов. Роль таких подстроечных элементов выполняют емкостные винты, вводимые по центру широкой стенки запредельного волновода. Винты, расположенные посередине между диэлектрическими элементами, позволяют изменять коэффициенты связи. Винты, расположенные непосредственно около диэлектрических элементов, влияют на резонансную частоту звена фильтра. Поскольку все эти винты расположены в запредельном волноводе, между ними не наблюдается взаимодействия. При настройке фильтра следует иметь в виду, что с погружением винтов коэффициенты связи увеличиваются, а резонансные частоты уменьшаются. Однако во всех случаях не следует вводить винты на глубину, превышающую треть высоты запредельного волновода.

На рис. 11.7 винты подстройки частоты смещены от плоскости симметрии диэлектрических элементов. И хотя такие винты под-

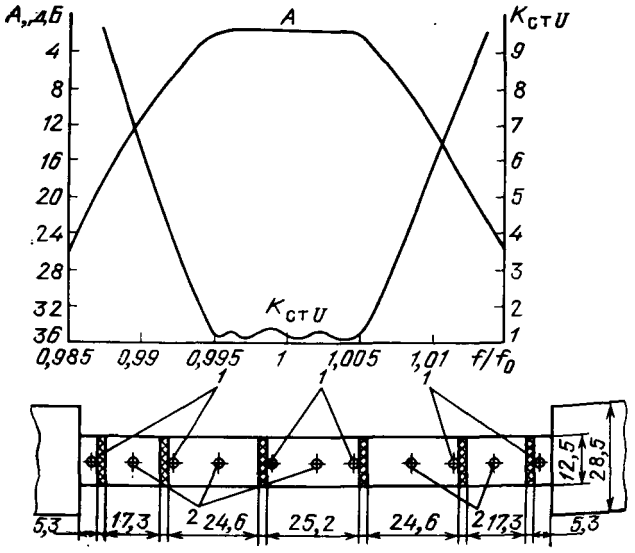


Рис. 11.7. Эскиз конструкции 6-резонаторного ВДР и частотные характеристики фильтра:

1 — винты подстройки частоты; *2* — винты регулировки связи

страивают резонансные частоты, они могут также влиять на коэффициенты связи между ВДР. Поэтому целесообразно винты подстройки резонансных частот располагать в плоскости симметрии диэлектрических элементов, для чего либо делать ДЭ неполной высоты волновода, либо делать в ДЭ соответствующий паз напротив подстроечного винта.

Обратим внимание на одно существенное обстоятельство. Для широкополосных фильтров (относительная полоса пропускания 5% и более) коэффициенты связи между ВДР довольно велики и допуски на установку ДЭ друг относительно друга оказываются менее жесткими. Как показали эксперименты, в этих условиях можно отказаться от винтов регулировки связи. Например, ВДФ с относительной полосой пропускания 10% при числе звеньев $N=8$ был настроен до $K_{ст\,U}=1{,}2$ только с помощью винтов подстройки частоты без введения в запредельный волновод винтов связи.

Для сравнительной оценки качества фильтра воспользуемся критерием габаритного индекса [160]. При этом определим диссипативные потери фильтра с помощью известного выражения [175]

$$A_{мин} = 8{,}66 \sum_{i=1}^{N} Q_{н\,i}/Q_0.$$

Нагруженные добротности $Q_{нi}$ звеньев фильтра полагаются равными модулю коэффициента передачи, а собственная доброт-

ность Q_0 звена определяется в основном собственной добротностью запредельного волновода и тангенсом угла диэлектрических потерь применяемого ДЭ. Полагая проводимость стенок волновода $\sigma=5{,}6\cdot10^7$ См/м и $\operatorname{tg}\delta=1\cdot10^{-4}$, получим суммарные потери $A_{\text{мин}}=1{,}46$ дБ. При размерах поперечного сечения волновода (без фланцев) $1{,}46\times1$ см^2, длине фильтра 13 см имеем объем $V_\Phi=19$ см^3 и при 1%-ной полосе пропускания габаритный индекс

$$G=\frac{V_\Phi}{N}\frac{A_{\text{мин}}}{N}W_\text{п}=0{,}8.$$

В диапазоне 8 ГГц это достаточно малая величина габаритного индекса, свидетельствующая о перспективности применения подобных ВДФ в СВЧ аппаратуре с жесткими требованиями к массе и габаритным размерам устройств.

Расчеты габаритных индексов ВДФ, в которых материал диэлектрических элементов имеет больший, чем у поликора тангенс угла диэлектрических потерь, показывают возрастание габаритного индекса, обусловленное уменьшением собственной добротности звеньев фильтра. Возрастание габаритного индекса наблюдается также у ВДФ при уменьшении относительной полосы пропускания. Расчеты показывают, что при относительных полосах 0,5% и менее ВДФ на запредельных волноводах имеют габаритный индекс, совпадающий с габаритным индексом фильтров, выполненных на стандартных прямоугольных волноводах с индуктивными штырями. С другой стороны, габаритный индекс широкополосных ВДФ уменьшается и становится существенно ниже индекса фильтров, выполненных на стандартных волноводах. Отсюда наиболее перспективным представляется использование ВДФ с запредельными связями на относительные полосы пропускания 1 ... 3% и более.

Методику настройки двухмодовых ВДФ с эллиптической частотной характеристикой рассмотрим на примере четырехзвенного фильтра, показанного на рис. 11.3. На первом этапе настройки фильтр устанавливают в измерительный тракт автоматического измерителя коэффициента $K_{\text{ст}\,U}$ и затуханий, собранного по схеме измерения потерь. Предварительно винты связи *6* внутрирезонаторных ортогональных колебаний вводят на глубину 1,0 ... 1,5 мм, что обеспечит возбуждение колебаний во всех резонансных звеньях фильтра. Наблюдение за АЧХ фильтра следует проводить при ослаблении 15 ... 20 дБ. После погружения винтов связи на указанную глубину на экране индикатора наблюдаются резонансные всплески на уровне 15 дБ.

Далее поочередно на одинаковую глубину вводят подстроечные винты *5* и аналогичный по действию винт во втором резонаторе. Эти винты снижают резонансную частоту второго и третьего звена фильтра до совпадения с резонансными частотами первого и четвертого (крайних) звеньев.

Погружением винтов добиваются выявления четырех характерных всплесков в полосе пропускания фильтра, при этом образуются нули передачи на левом и правом склонах АЧХ на уровне 30 ... 40 дБ, а уровень пульсации фильтра в полосе пропускания оказывается равным 3 ... 5 дБ. Если в полосе пропус-

кания фильтра выявлены не все четыре резонансных всплеска, но есть четкие нули передачи, то это свидетельствует о том, что резонансные частоты всех звеньев фильтра достаточно близки. После образования нулей передачи дальнейшее углубление этих подстроечных винтов прекращается, так как АЧХ оказывается практически сформированной, и фильтр устанавливают в тракт прибора в режиме измерений $K_{ст\,U}$, уровень которого может оказаться в области значений 2 ... 5.

Дальнейшая настройка фильтра производится этими же подстроечными винтами и винтами *6*. При этом винты поочередно погружаются или выводятся на незначительную величину. Критерием правильности изменения глубины каждого подстроечного винта является понижение общего уровня $K_{ст\,U}$. При понижении общего уровня $K_{ст\,U}$ необходимо следить за тем, чтобы ни один из четырех резонансных всплесков не вышел за пределы полосы пропускания фильтра. Подстроечный винт *4* и аналогичный ему по действию во втором резонаторе при настройке необходимы лишь для перестройки фильтра на более низкую резонансную частоту. Фильтр считается настроенным при получении заданного значения $K_{ст\,U}$, причем форма характеристики должна соответствовать форме АЧХ эллиптического типа (см. рис. 11.6).

Глава двенадцатая

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ В ТЕХНИКЕ СВЧ

Диэлектрические резонаторы применяют не только в фильтрах, но и для построения ряда других функциональных элементов и устройств, составляющих основу нового поколения твердотельной элементной базы радиоэлектронной аппаратуры сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. Разновидности этих устройств, а также использование ДР для целей контроля и измерения параметров материалов, обсуждаются в данной главе.

12.1. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ В ТЕХНИКЕ СВЧ

Применение диэлектрических резонаторов в технике СВЧ позволяет решать актуальные проблемы уменьшения габаритных размеров, массы, металлоемкости и стоимости радиоэлектронной аппаратуры при одновременном повышении ее надежности, устойчивости к воздействиям дестабилизирующих факторов и расширении функциональных возможностей [1, 157, 177—181]. Применения ДР постоянно расширяются и представление об их масштабах в настоящее время может дать приведенная на рис. 12.1 классификация, согласно которой устройства СВЧ с ДР разделены на 6 групп: фильтры с диэлектрическими резонаторами; устройства с ДР и ферритами; антенные устройства; измерительные устрой-

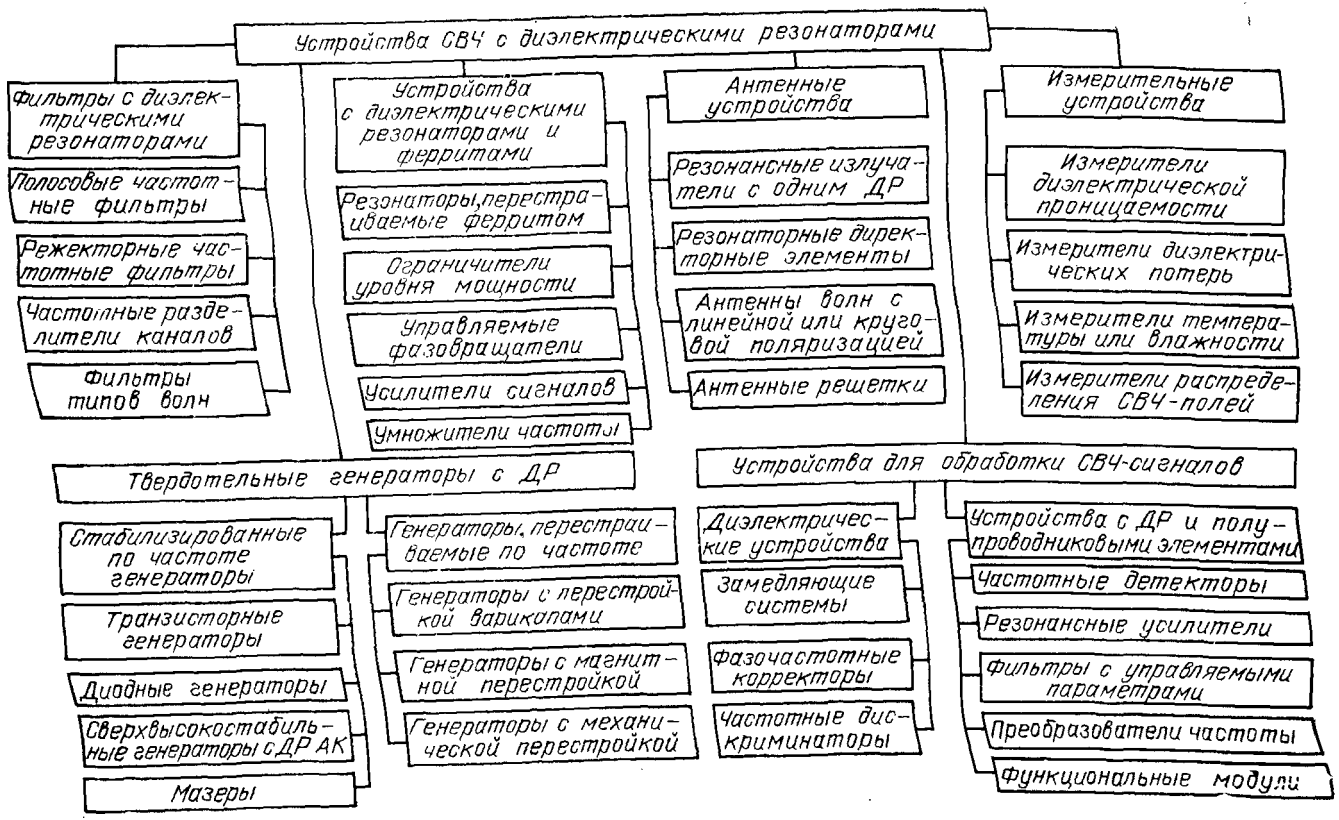


Рис. 12.1. Классификация устройств СВЧ с диэлектрическими резонаторами

ства; устройства для обработки СВЧ-сигналов и твердотельные генераторы с ДР. В свою очередь каждая из этих групп включает в себя ряд разновидностей функциональных элементов и устройств. По реализованным в настоящее время масштабам применений ДР в первую очередь следует отметить фильтрующие устройства и твердотельные генераторы с ДР. Основные принципы построения и методы инженерного расчета частотных фильтров на ДР были изложены в двух предыдущих главах. В следующем параграфе мы приведем особенности построения и реализации частотно-разделительных устройств. Применение ДР для фильтрации типов волн основано [126] на осуществлении раздельного взаимодействия ДР НК с отдельными типами волн в многоволновых трактах.

Твердотельные генераторы с диэлектрическими резонаторами интенсивно разрабатываются и исследуются в последнее десятилетие. Особый практический интерес к этому классу устройств обусловлен реализуемыми возможностями существенного улучшения стабильности частоты генерируемых сигналов, уменьшения уровня фазовых шумов и миниатюризации конструкций генераторов.

Малые значения радиационной добротности ОДР НК являются физической предпосылкой создания нового класса миниатюрных резонансных антенных элементов, директорных элементов антенных систем, а также антенных решеток для волн с линейной или круговой поляризацией.

Устройства с ДР и ферритами позволяют обеспечить частотную перестройку резонансных устройств изменением напряженности поля подмагничивания. Такими устройствами являются фильтры и резонансные фазовращатели на основе ДР. В то же время в ряде устройств этой группы используется явление ферромагнитного резонанса в монокристаллах ферритов. При этом роль ДР состоит в увеличении напряженности магнитного СВЧ-поля в области расположения феррита. Вследствие этого существенно повышается эффективность таких ферритовых устройств, как параметрические усилители СВЧ-сигналов, умножители частоты и частотно-избирательные ограничители уровня мощности СВЧ, а также вентили и циркуляторы.

Создание устройств для измерения параметров материалов основано на использовании однозначных зависимостей между резонансной частотой ДР и диэлектрической проницаемостью материалов, температурой окружающей среды. Представляют интерес для измерений зависимости добротности ДР от диэлектрических потерь материалов и степени их влажности. Диэлектрические резонаторы в режиме возбуждения низшего магнитного или электрического колебания представляют собой датчики интенсивности напряженности магнитного или электрического поля в месте их расположения и поэтому могут быть применены для исследования распределения полей в электродинамических структурах. Чувствительность ряда радиофизических экспериментов удается улучшить, применив ДР в качестве концентраторов магнитного СВЧ-поля.

Устройства для обработки СВЧ-сигналов могут быть разделены на две разновидности. В одной из них используются только диэлектрические резонаторы, а во второй — ДР в сочетании с полупроводниковыми элементами различного назначения. При этом создают ряд устройств электронной техники.

Замедляющие системы представляют собой периодические структуры в виде нескольких соосно расположенных КДР или ЦДР в режиме возбуждения низшего магнитного колебания $H_{01\delta}$, что позволяет уменьшить фазовую и групповую скорости волны, распространяющейся вдоль такой структуры [51, 176]. В фазочастотных корректорах используется зависимость фазочастотной характеристики линии передачи с ДР от параметров резонатора и степени его связи с линией передачи. Частотные дискриминаторы на ДР имеют различные конструкции и чаще всего строятся по аналогии с частотными дискриминаторами на основе полых резонаторов.

Сочетанием ДР НК с полупроводниковыми элементами получают миниатюрные конструкции как функциональных узлов и устройств: частотных детекторов, активных фильтров, фильтров с управляемыми параметрами, преобразователей частот, — так и целых модулей радиоэлектронной аппаратуры.

Рассмотрим некоторые из перечисленных применений ДР в технике СВЧ более подробно.

12.2. ЧАСТОТНО-РАЗДЕЛИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

Частотно-разделительные устройства (ЧРУ) — диплексеры — обеспечивают разделение двух различающихся по частоте сигналов, распространяющихся в противоположных направлениях, мультиплексеры выделяют (объединяют) несколько ($n>2$) сигналов с различными частотами. Они могут быть реализованы непосредственно на ДР, а также в совокупности с ферритовыми развязывающими устройствами (циркуляторами, вентилями). Основными элементами ЧРУ являются ПФ на ДР, настроенные на определенную частоту f_i и подключенные к соответствующему входу (выходу устройства). Входы всех ПФ объединены в общий вход разделительного устройства. Принцип действия таких устройств поясняется рис. 12.2, где упрощенно изображены ЧРУ на ДР. Диплексер (рис. 12.2,*а*) состоит из двух трехзвенных ПФ на ДР, настроенных на частоты f_1 и f_2 и подключенных через циркулятор к общему плечу *2*. Сигнал с частотой f_1, подаваемый в плечо *1*, через $ПФ_1$ и циркулятор попадает в плечо *2*, а сигнал с частотой f_2 из плеча *2* проходит через циркулятор, $ПФ_2$ в плечо *3*. Циркулятор обеспечивает дополнительную (20 ... 25 дБ) развязку между *1* и *3* плечами. Аналогичный диплексер, только без циркулятора, показан на рис. 12,2,*б*. Он, кроме того, может работать как разделитель (либо объединитель) двух различающихся по частоте сигналов.

Мультиплексер (рис. 12.2,*в*), разделяющий сигнал на n частотных каналов, состоит из n ПФ и $n+2$-плечевого циркулятора, пер-

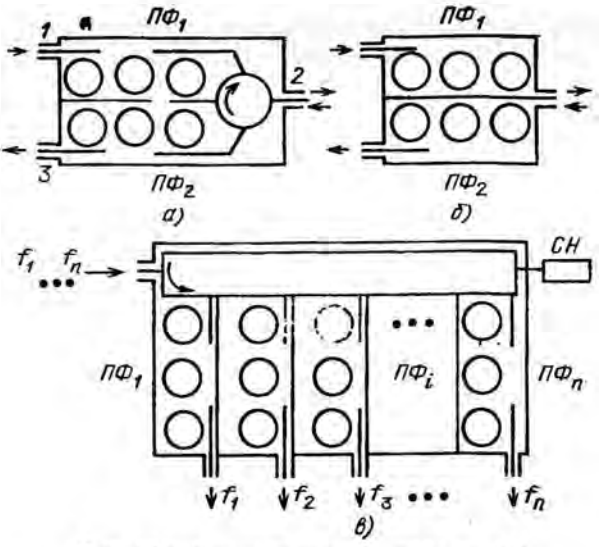


Рис. 12.2. Схемы построения ЧРУ на ДР

вое плечо которого подключено к общему входу мультиплексера. К последнему плечу циркулятора подключена согласованная нагрузка. К промежуточным плечам циркулятора подключены ПФ на ДР. Сигнал, например с частотой f_1, попадает в первый ПФ и далее через него на первый выход устройства, а сигналы с частотами других каналов отражаются от этого фильтра и, проходя последовательно остальные плечи циркулятора, попадают в соответствующие им ПФ. Паразитные составляющие спектра, поступающие на вход разделителя, отражаются от всех ПФ и попадают в согласованную нагрузку СН, включенную в последнее плечо циркулятора. В качестве ПФ в ЧРУ могут использоваться фильтры с соосным либо планарным расположением ДР, рассмотренные в гл. 10.

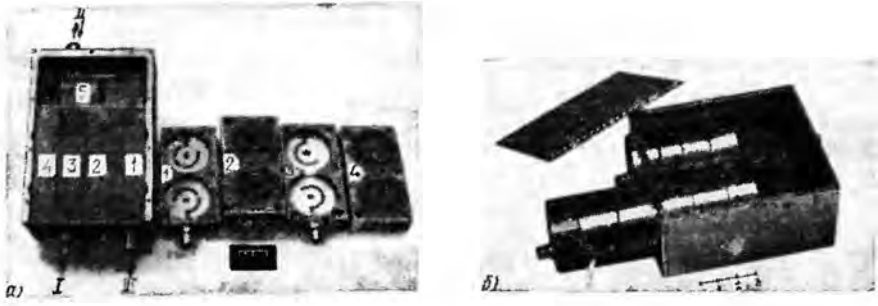


Рис. 12.3. Диплексеры дециметрового диапазона на ЦДР

Таблица 12.1

Параметр	Значения параметров	
	Конструкция (рис. 12.3,*а*)	Конструкция (рис. 12.3,*б*)
Диапазон частот, МГц:		
вход *I*	1652±9	1652±9
вход *II*	1543...1661	1543...1661
вход *III*	5143...±9	1543±9
Полоса пропускания, МГц:		
I—II	18,0	18,0
II—III	18,0	18,0
Прямые потери, дБ:		
I—II	1,2	0,8
II—III	1,4	1,2
Развязка между плечами, дБ:		
I—III	92	92
$K_{ст}$ *U* любого входа	1,25	1,25
Габаритные размеры, мм	74×85×40	74×84×38
Масса, кг	1,1	0,85

Примечание. *I* — передатчик; *II* — антенна; *III* — приемник.

На рис. 12.3 показаны две конструкции диплексеров дециметрового диапазона волн, выполненных по схеме рис. 12.2,*а* и отличающихся взаимным расположением ДР. Электрические характеристики и массогабаритные параметры этих диплексеров приведены в табл. 12.1. Параметры диплексера, построенного по схеме рис. 12.2,*б* (без циркулятора), приведены в табл. 12.2.

Мультиплексер на три канала с центральными частотами f_1 = =1,3 ГГц, f_2=3,2 ГГц и f_3=7,2 ГГц, выполненный на диэлектрических трехзвенных фильтрах с планарным расположением ДР, представлен на рис. 12,4, поз. *2* (ср. с двухканальным мультиплексером на рис. 12.4, поз. *1*).

Отличительной особенностью этого устройства является включение ДР в закороченную на конце коаксиальную линию передачи. Для сигналов всех частот в линии устанавливается режим сто-

Таблица 12.2

Частота настройки, МГц	$2\Delta f_{п}$, МГц	$A_{мин}$, дБ	Внеполосное затухание при различных отстройках, дБ		Габаритные размеры, мм	Масса, г
			36 МГц	50 МГц		
f_1=3450,5	25	1,5	25	52	130×32×20	120
f_2=3716,5	28	1,6	26	51	130×32×20	120

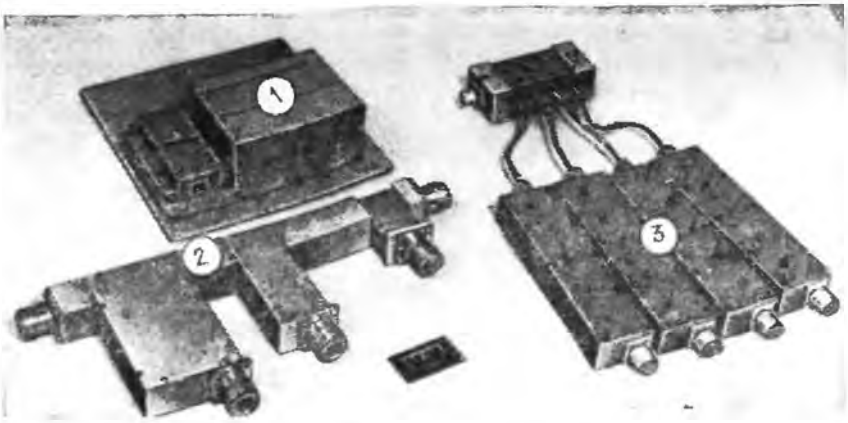


Рис. 12.4. Мультиплексеры на ДР:
1 — двухканальный; *2* — трехканальный; *3* — четырехканальный

Таблица 12.3

Номер канала	f, МГц	$2\Delta f_п$, МГц	$A_{мин}$, дБ	Избирательность, дБ/МГц	Развязка между каналами, дБ
I	1 300	13	0,9	1,25	25,0
II	3 200	32	1,0	0,65	25,0
III	7 200	72	1,2	0,35	25,0

Таблица 12.4

Назначение	Частота настройки, МГц	$2\Delta f_п$, МГц	$A_{мин}$, дБ	Внеполосное затухание при различных отстройках, дБ	
				36 МГц	50 МГц
Объединитель частот	$f_1=3450{,}5$	40	6,0	25	49
	$f_2=3506{,}5$	38	5,6	27	50
	$f_3=3562{,}5$	39	4,6	26	50
	$f_4=3618{,}5$	40	3,1	25	50
Разделитель частот	$f_5=3716{,}5$	41	3,0	28	52
	$f_6=3772{,}5$	39	4,0	27	50
	$f_7=3828{,}5$	39	5,5	26	51
	$f_8=3884{,}5$	40	6,2	26	51

ячих волн за исключением сигналов, на частоты которых настроены полосно-пропускающие канальные фильтры. Для них выполняется режим бегущих волн. Это достигается согласованием входных сопротивлений фильтров на центральных частотах с волновым сопротивлением входной коаксиальной линии. Поскольку в линии обеспечивается режим стоячих волн, постольку для увеличения развязки между каналами каждый канальный фильтр включается в такое сечение линии передачи, где магнитное поле максимально для сигнала основного канала и минимально для сигналов других частотных каналов. Электрические характеристики трехканального мультиплексера представлены в табл. 12.3.

Частотный разделитель 4-ствольных каналов радиорелейной станции «Электроника-связь 4-2п», выполненный по схеме рис. 12.2,*в*, показан на рис. 12.4, поз. *3*. Здесь четыре ПФ подключены к шестиплечному циркулятору. Электрические характеристики двух таких мультиплексеров, один из которых работает как разделитель, а другой — как объединитель частотных стволов, приведены в табл. 12.4.

12.3. АНТЕННЫЕ УСТРОЙСТВА

Простейшие излучатели (переизлучатели-директоры) на ДР состоят, как правило, из одного резонатора, возбуждаемого какой-либо линией передачи и одновременно связанного со свободным пространством. Резонаторы могут работать на низшем *H*- или *E*-типе колебаний. Их форма может быть различной, а сами ДР располагаются частично (излучатели) либо полностью (переизлучатели) в свободном пространстве. Возбуждение ДР как антенных элементов, эффективность их излучения и согласование с линией передачи, определяется соотношением коэффициентов связи ДР с линией передачи и со свободным пространством [26]. Проведенные исследования [26, 178] показали возможность эффективной резонансной передачи электромагнитной энергии в окружающее пространство с помощью ДР; при этом получены аналитические зависимости излучаемой мощности, мощности потерь в резонаторе, а также диаграмм направленности ЦДР с азимутально однородными магнитными и электрическими типами колебаний, расположенных в свободном пространстве, полупространстве, а также на микрополосковой подложке. Эти данные позволяют вычислить в явном виде и исследовать характеристики излучения не только одиночных ДР, возбуждаемых той или иной линией передачи, но и решать задачи синтеза более сложных антенных устройств, состоящих из системы ДР. Рассмотрим некоторые варианты построения антенных решеток на ДР.

Для получения высокой направленности излучения (увеличения коэффициента усиления) используются дополнительные ДР, располагаемые в пространстве и возбуждаемые таким образом, чтобы их поля складывались в фазе в нужном направлении. В других направлениях поля резонаторов в большей или меньшей сте-

лени компенсируются. Диэлектрические резонаторы как излучатели (переизлучатели) могут располагаться по прямой линии, дуге или кольцу, в одной плоскости или объеме, образуя тем самым линейные, кольцевые, плоские или объемные антенные решетки на ДР [182].

Резонаторы таких решеток могут возбуждаться полями одинаковой или различной фазы (синфазно или переменнофазио) и, кроме того, располагаться на равном расстоянии друг от друга или неравномерно (эквидистантно или неэквидистантно), с одинаковой или различающейся ориентацией в пространстве.

На рис. 12.5 упрощенно показаны различные варианты антенных решеток на ДР. Направляющие свойства таких решеток определяются количеством резонаторов, расстоянием между ними, их характеристиками направленности, а также амплитудой и фазой токов, возбуждающих ДР.

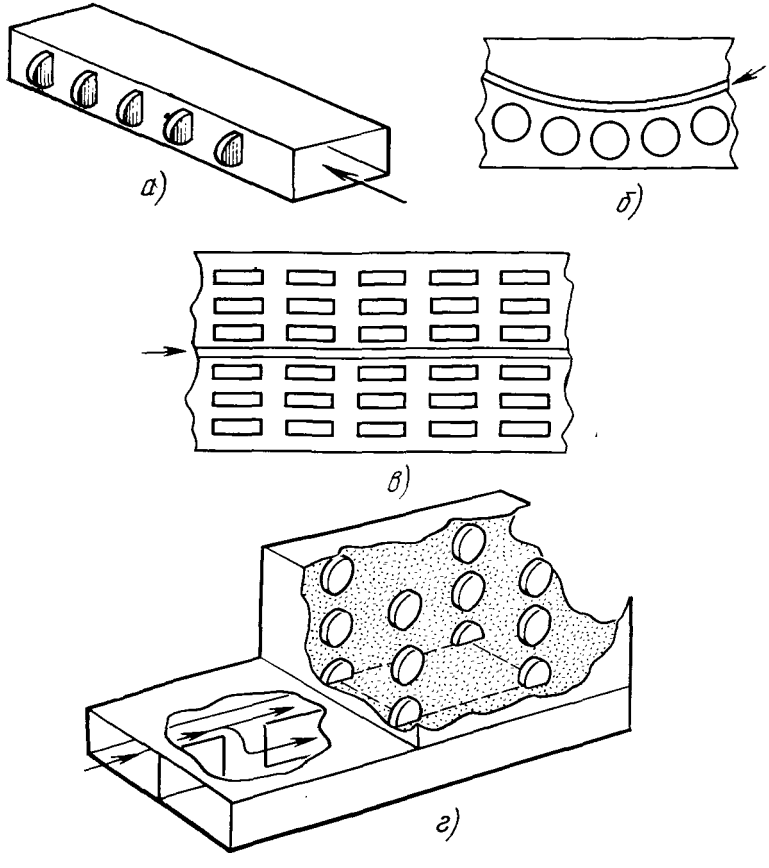
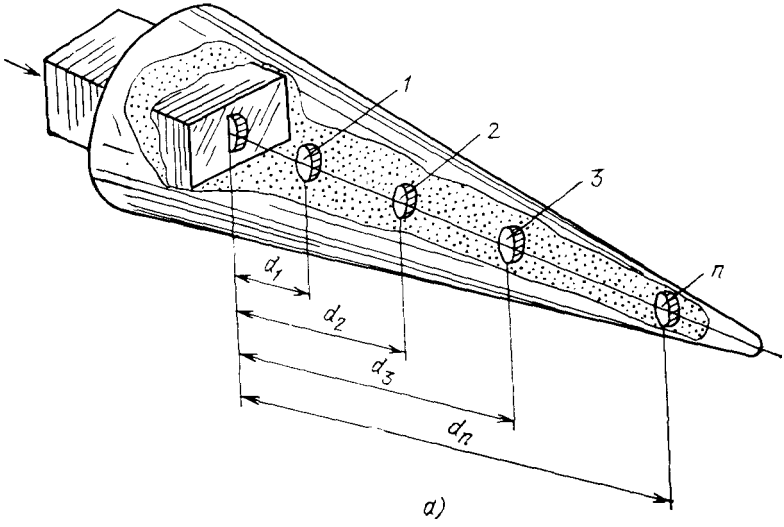


Рис. 12.5. Антенные решетки на ДР:
а — линейная; *б* — кольцевая; *в* — плоская; *г* — объемная

Линейная антенная решетка, представляющая собой директорную антенну на ЦДР, изображена на рис. 12.6,*а*. В общем случае она содержит n переизлучающих пассивных резонаторов (директоров), удаленных на расстояния d_n от центра активного ДР, размещенного в диафрагме и возбуждаемого регулярной линией передачи (не обязательно прямоугольным волноводом). От расстояний d_n, местоположения, ориентации, формы переизлучающих ДР, их количества зависят форма диаграммы направленности (ДН), коэффициент усиления (КУ) антенны, а также АЧХ. В данном случае d_n выбраны для реализации максимального КУ на резонансной частоте. Он максимален, когда расположение директоров-резонаторов, ориентированных в пространстве аналогично активному ДР, определяется законом $d_n = (2n-1)\lambda_р/4$, где $\lambda_р$ — резонансная длина волны ДР на используемом типе колебаний. Причем все резонаторы расположены на одной оси — в направлении максимального излучения.



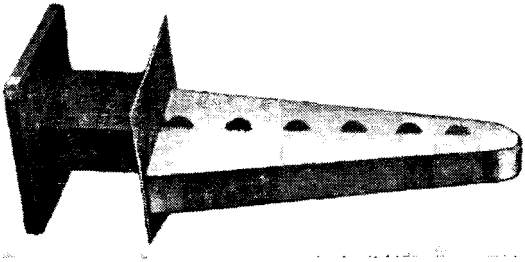


Рис. 12.6. Директорная антенна на ЦДР:
1, 2, 3, ..., n — номера резонаторов

Таблица 12.5

Характеристики и параметры	ДР в диафрагме	Номер дополнительно введенного директора					
		1	2	3	4	5	6
Коэффициент усиления, дБ	1,8	8,7	12,6	13,8	14,6	15,1	15,3
Изменение коэффициента усиления Δ КУ, дБ	—	6,9	3,9	1,2	0,8	0,5	0,2
Высота ДР, мм	1,1	1,065	1,05	1,05	1,05	1,05	1,05
Диаметр ДР, мм	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5
Расстояние между резонаторами d_n, мм	—	6,1	18,2	30,4	42,4	55	67

Увеличение коэффициента усиления можно пояснить следующим образом. Электромагнитная волна, излучаемая активным ДР, возбуждает колебания основного $H_{01\delta}$-типа последовательно в резонаторах *1*, *2*, ..., *n*. При этом фаза колебаний в них отличается от фазы колебаний в активном резонаторе на угол $\Delta\psi = (2n-1)\pi/2$. Это вызвано тем, что ДР, размеры которого много меньше λ_p, расположенный в свободном пространстве, на резонансной частоте не вносит дополнительного фазового сдвига в переизлучаемое им поле относительно волны, возбуждающей его, и поэтому фазовые соотношения колебаний в пассивных резонаторах однозначно определяются их удалением от резонатора-возбудителя. Следовательно, в осевом направлении волны, переизлученные директорами, синфазно складываются с волной, излученной активным резонатором.

В противоположном направлении (заднем полупространстве) происходит противофазное сложение электромагнитных волн, излученных резонатором, расположенным в диафрагме, и директорами.

Характеристики линейной антенной решетки, состоящей из активного ДР и шести пассивных резонаторов [182], внешний вид которой показан на рис. 12.6,*б*, приведены в табл. 12.5 и на рис. 12.7.

На рис. 12.7 сплошной линией показана диаграмма направленности антенны в плоскости *H* на

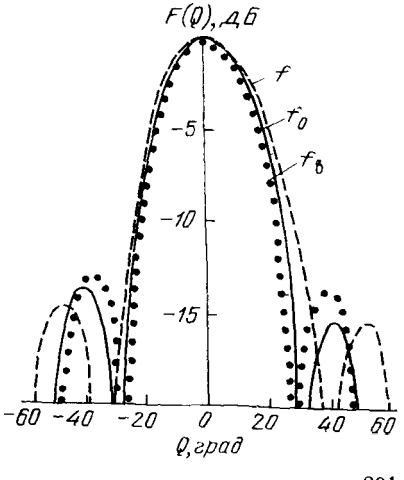


Рис. 12.7. Диаграмма направленности директорной антенны на ДР в *H*-плоскости:
$f_н$ (−3 дБ) = 12,29 ГГц; f_0 = 12,35 ГГц; $f_в$ (−3 дБ) = 12,43 ГГц

резонансной (центральной) частоте, равной 12,35 ГГц, а штриховой и пунктирной — диаграммы направленности по уровню —3 дБ соответственно на частотах 12,29 и 12,43 ГГц.

Диаграммы направленности антенны в *E*-плоскости примерно такие же, как и в *H*-плоскости, показанные на рис. 12.7. Из этих данных видно, что основное увеличение КУ достигается за счет первых переизлучающих ДР. Заметим, что на величину усиления влияют и размеры экрана (торцевой поверхности волновода), которые целесообразно выбирать примерно равными $\lambda_р \times \lambda_р$.

Использование ДР крестообразной формы позволяет создавать антенны, излучающие (принимающие) волны вращающейся поляризации, либо антенны, работающие на двух ортогональных линейно-поляризованных волнах с одинаковыми или различными частотами.

Рассмотренные примеры реализованных на практике антенн показывают, что применение ДР в качестве излучателей и переизлучателей открывает новые перспективы по созданию миниатюрных антенных устройств, объединяющих в себе функции частотно- и поляризационно-избирательных антенн с требуемыми частотными и поляризационными характеристиками, формой ДН, высокими КУ и КПД, механической прочностью и температурной стабильностью характеристик и параметров, устойчивых к различным воздействиям.

12.4. УСТРОЙСТВА С РЕЗОНАТОРАМИ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ДЛЯ ОБРАБОТКИ СВЧ-СИГНАЛОВ

Из всех представленных на рис. 12.1 устройств на основе ДР и полупроводниковых элементов для целей обработки сигналов в данном параграфе рассмотрим подробнее частотные детекторы, смесители, транзисторные и параметрические усилители.

На рис. 12.8 дана схема частотного детектора (ЧД) с дискриминатором на двух взаимно расстроенных (относительно средней рабочей частоты устройства) цилиндрических $ДР_1$ и $ДР_2$, которые планарно расположены на диэлектрической подложке микрополосковой линии передачи [183]. В этом устройстве СВЧ-сигнал, рас-

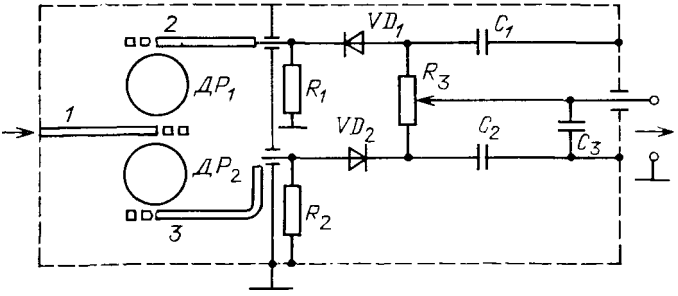


Рис. 12.8. Схема частотного детектора на ДР

пространяясь по микрополосковой линии *1*, возбуждает основные $H_{01\delta}$-типы колебаний в резонаторах, расстроенных по частоте относительно средней частоты f_0. Выходные линии *2* и *3* связывают резонаторы с амплитудными детекторами (диодами VD_1 и VD_2), включенными встречно. Особенностью дискриминаторов на двух ДР является трудность устранения взаимной связи между ними через внешние электромагнитные поля резонаторов, настроенных на разные, но близкие по значению частоты.

Такого недостатка лишены дискриминаторы на ДР с использованием двух вырожденных по структуре поля типов колебаний, например кубических или крестообразных ДР. Экспериментально полученные характеристики ЧД, выполненных на трех вариантах дискриминаторов в 10-сантиметровом диапазоне волн, представлены в табл. 12.6. Резонаторы изготовлены из керамики ТБНС. В качестве детекторов использованы полупроводниковые диоды 2Д204А.

Как видно, параметры всех вариантов ЧД примерно одинаковы; они соответствуют таковым у ЧД на полых металлических резонаторах, однако их масса и габаритные размеры в десятки раз меньше. Простейшие в настройке дискриминаторы на крестообразных и цилиндрических ДР.

Резонаторы, используемые в усилителях, преобразователях частоты и смесителях, служат для частотного выделения полезных сигналов и подавления помех (шумов), а также для согласования сопротивлений на входе и выходе устройств. При этом не только уменьшаются масса и габаритные размеры устройств, но и улучшаются их электрические характеристики. Полупроводниковые приборы (диоды, транзисторы) можно включить в поле ДР с емкостной, индуктивной или комбинированной связью [194].

При емкостном способе [32] полупроводниковый прибор (ПП) включается в разрыв электрических силовых линий поля ДР, замыкающихся на металлических плоскостях, расположенных на поверхности резонатора, и специально выполненных прорезях, срезах, углублениях в резонаторе. Индуктивное включение обеспечивается проводниковыми элементами в виде штырей, петель, полосков, соединенных с выводами ПП. Два варианта включения ПП в ДР и их эквивалентные схемы показаны на рис. 12.9,*а* и 12.9,*б*.

Таблица 12.6

Наименование параметров	Значения параметров различных ЧД		
	на двух цилиндрических ДР	на кубическом ДР	на крестообразном ДР
$f_0 \pm \Delta f$, МГц	3 460±5	3 430±4	3 350±5
Крутизна, мВ/МГц	63...70	65...70	60...70
Размеры ДР, мм	$D = 12$, $L = 3{,}5$	$L = 8{,}5$	$D = 12$, $L = 3{,}5$
Габаритные размеры ЧД, мм³	48×30×10	30×24×12	30×24×12

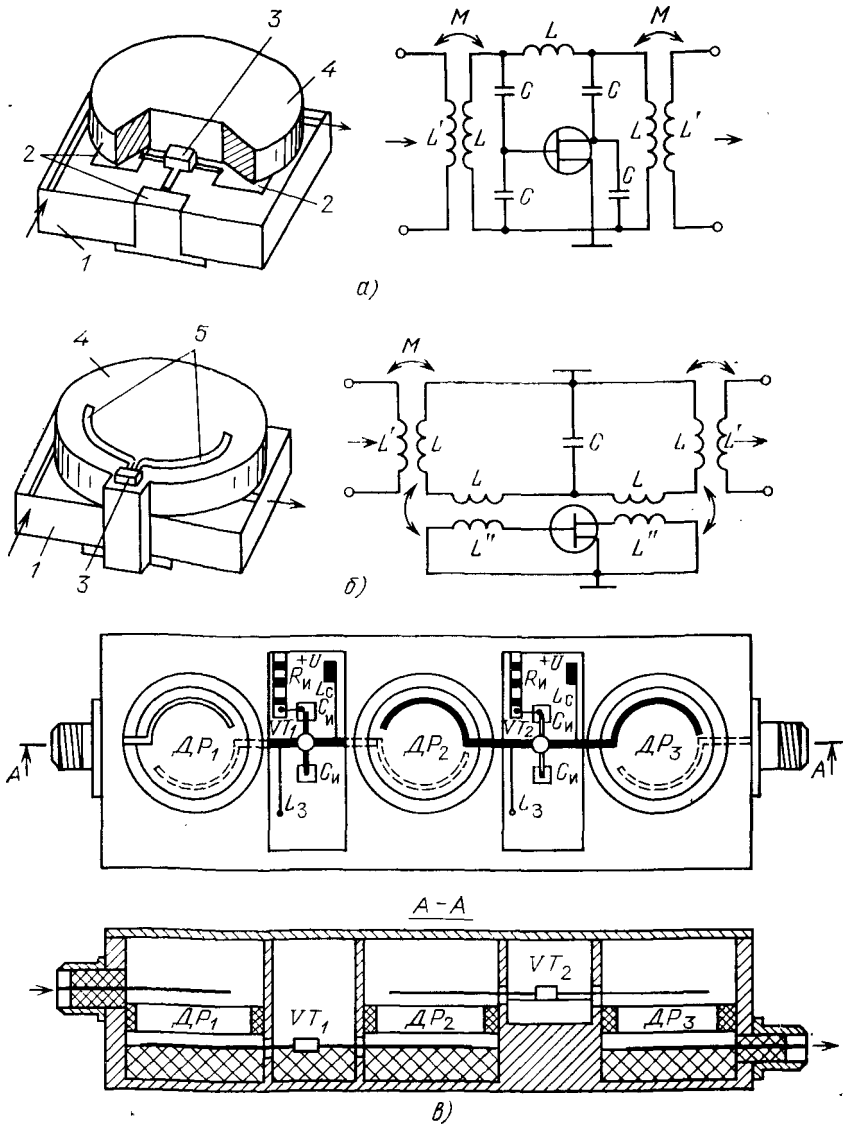


Рис. 12.9. Транзисторные усилители на ДР:

а — однокаскадный с емкостным включением резонатора; *б* — однокаскадный с индуктивным включением ДР; *в* — двухкаскадный

По существу, это варианты выполнения однокаскадных транзисторных усилителей. В обоих случаях на диэлектрической подложке *1* размещен резонатор *4*, имеющий эквивалентные параметры *L* и *C*. Параметры *L'*, *L''* относятся к элементам связи резонатора с внешней цепью и с транзисторами. В первом случае в резонато-

ре выполнена радиальная прорезь с металлизированными торцами, контактируемыми с площадками *2*, нанесенными на подложке. Вместо транзистора *3* в эту прорезь может быть включен и диод. Во втором варианте бескорпусной транзистор *3*, установленный на металлической плате, электромагнитно связан с полем ДР элементами *5*. Принцип работы таких усилителей ясен из их эквивалентных схем.

Конструкция двухкаскадного усилителя на полевых транзисторах с согласующими и межкаскадными цепями на ДР показана на рис. 12.9,*в*. Питание транзисторов осуществляется приложением положительного напряжения к стоку через развязывающую индуктивность $L_с$. В цепи истока пленочным сопротивлением $R_и$ создано автосмещение. По высокой частоте исток соединен с корпусом посредством миниатюрного конденсатора $C_и$. Затвор соединен с корпусом по низкой частоте через индуктивность $L_з$.

Результаты экспериментальных исследований такого транзисторного усилителя в сантиметровом диапазоне следующие:

Полоса частот	5%
Коэффициент усиления	14 дБ
Шумовая температура	390 К
Прямоугольность амплитудно-частотной характеристики по уровню 30 дБ	2[194]

Параметрический усилитель [32, 184] с колебательной системой из трех ДР показан на рис. 12.10. Он состоит из микрополоскового циркулятора *1*, отрезка микрополосковой линии *2*, $ДР_1$ и $ДР_2$, стоящих в цепи информационного сигнала $f_с$ резонатора $ДР_3$, связанного с сигналом накачки ($f_н$), подводимым по волноводу *3*, и параметрического диода *4* (цепь подачи смещения на диод не показана). Основой колебательной системы информационного сигнала является $ДР_1$, выполненный в виде разрезанного кольца из материала ТБНС. Торцы прорези металлизированы, и в нее помещен параметрический диод таким образом, чтобы его выводы контактировали с металлизацией прорези. При таком включении диода в нем наводится ток основного $H_{01\delta}$-колебания ДР с частотой информационного сигнала, поступающего через циркулятор и отрезок *2* микрополосковой линии. Диэлектрический резонатор $ДР_2$ связан с отрезком линии *2* и $ДР_1$. Его частота близка или равна частоте информационного сигнала. Резонатор $ДР_2$ выполняет роль компенсирующего контура, служащего для расширения диапазона рабочих частот тракта информационного сигнала.

Накачка поступает на параметрический диод через волновод *4* посредством $ДР_3$, настроенного на частоту накачки. Диэлектрический резонатор $ДР_3$ выполнен в виде прямоугольной пластины с отверстием. Через отверстие пропущен один из контактов диода. Резонатор по накачке ориентирован так, что поле его основного $H_{01\delta}$-колебания ортогонально полю $H_{01\delta}$-колебания $ДР_1$. Возбуждение $ДР_3$ производится полем волновода *4*, в который через прорезь в широкой стенке введена часть $ДР_3$. Для замыкания тока

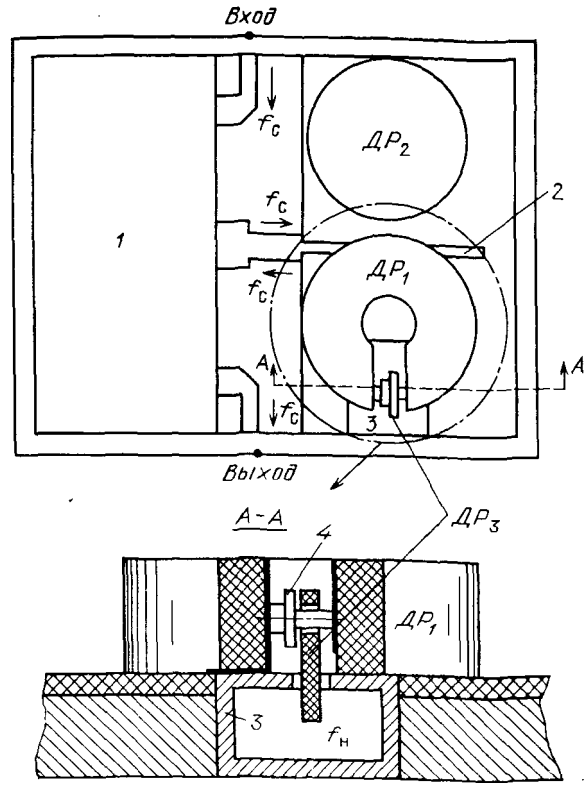


Рис. 12.10. Параметрический усилитель

накачки через диод один из выводов диода соединен с корпусом через металлизированный торец прорези $ДР_1$. Контур разностной частоты усилителя реализован на собственных параметрах диода.

Данная конструкция усилителя позволяет легко осуществить механическую перестройку частоты усиливаемого сигнала перемещением вблизи поверхности $ДР_1$ и $ДР_2$ диэлектрической пластины, изменяющим частоту колебательной системы информационного сигнала и практически не влияющим на частоту $ДР_3$. Величина перестройки ограничивается, в основном, шириной полосы частот контура разностной частоты.

Экспериментально полученные параметры такого усилителя следующие:

Коэффициеит усиления	13 дБ
Полоса усиления по уровню 2 дБ	5%
Шумовая температура	180 К
Мощность накачки	20 МВт
Отношение $f_в/f_c$	4.

В качестве нелинейного элемента использован диод 3А409В; диоды $ДР_1$ и $ДР_2$ изготовлены из материала ТБНС, а $ДР_3$ — из ДБНТ.

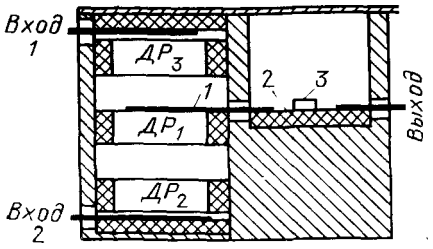


Рис. 12.11. Смеситель с использованием ДР

Перемещение пластины диэлектрика ТБНС вблизи поверхности $ДР_1$ и $ДР_2$ позволяет получить перестройку диапазона входных частот усилителя в пределах 10%.

Пример конструкции смесителя сантиметрового диапазона показан на рис. 12.11, где трехчастотная колебательная система из двух ДР выполняет функции входного пропускающего фильтра, разделения трактов гетеродина и информационного сигнала, согласующих цепей информационного сигнала и гетеродина, собственно смесителя частот. Резонаторы $ДР_1$, $ДР_2$, $ДР_3$ расположены в цилиндрической полости и закреплены в ней на диэлектрических шайбах; $ДР_2$ связан на $H_{01\delta}$-типе колебаний со *Входом 1* системы посредством витка с током, расположенного на диэлектрической подложке; $ДР_3$ связан на $E_{01\delta}$-типе колебаний со *Входом 2* гетеродина с помощью штыря, проходящего через ось цилиндрической полости. В $ДР_1$ использованы два типа колебаний — $H_{01\delta}$-тип, настроенный на частоту входного сигнала и связанный с $ДР_2$ и $E_{01\delta}$-тип, настроенный на частоту гетеродина и связанный с $ДР_3$. Связь $ДР_1$ на обоих типах колебаний с затвором полевого транзистора *3* осуществляется посредством витка с током *1*, присоединенного к цепи затвора *2* транзистора. Токи информационного сигнала и сигнала гетеродина наводятся в цепи затвора полем колебаний $ДР_1$.

Цепь *Вход 1*, $ДР_2$, $ДР_1$, затвор *2* транзистора *3* является входной частотно-избирательной цепью, трансформирующей входное сопротивление цепи затвора в сопротивление источника информационного сигнала. Цепь: *Вход 2*, $ДР_3$, $ДР_1$, затвор *2* транзистора *3* выполняет аналогичные функции в тракте гетеродина. Развязка между этими цепями не менее 30 дБ благодаря использованию ортогональных *E* и *H*-типов колебаний. Настройка смесителя осуществляется изменением длины проводниковых элементов связи и частот ДР. Ниже представлены экспериментальные характеристики смесителя.

Промежуточная частота	1400 ... 1800 МГц
Коэффициент усиления	4 дБ
Коэффициент шума	8,2 дБ
Мощность сигнала гетеродина на частоте 10,6 ГГц	4 МВт
Прямоугольность АЧХ по уровню 30 дБ	2

12.5. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ, СТАБИЛИЗИРУЕМЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Многообразие конструкций твердотельных генераторов с ДР можно разделить на несколько групп, отличающихся принципами построения и методами инженерного расчета. Рассмотрим ряд та-

ких конструкций и типичные значения реализованных в них параметров генераторов.

Транзисторные генераторы с ДР в цепи обратной связи созданы на биполярных и полевых транзисторах [157]. При использовании ДР НК в сочетании с биполярным транзистором, включенным по схеме с общей базой, резонатор помещают в цепь обратной связи между коллектором и эмиттером; при использовании полевого транзистора ДР НК может быть элементом обратной связи между стоком и затвором (рис. 12.12,*а*). Положение резонатора между ленточными проводниками, подключенными к электродам полупроводникового прибора (ПП), определяет фазу в цепи обратной связи. Уровень этой связи зависит от параметров ДР, ширины ленточных проводников, высоты подложки полосковой линии и высоты диэлектрической цилиндрической подставки, на которой укреплен резонатор.

Теоретический анализ транзисторных генераторов с ДР в цепи обратной связи можно выполнять, используя параметры эквивалентной схемы транзистора и матричное описание звена обратной связи с ДР. Типичные значения характеристик этих генераторов, реализуемых в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн, следующие [173]:

Выходная мощность в режиме непрерывной генерации	30 ... 70 мВт
КПД	10 ... 20%
Модуляционная крутизна частоты по напряжению	$5 \cdot (10^{-5} \ldots 10^{-6})$ 1/В
Температурный коэффициент частоты	$\pm(0{,}8 \ldots 0{,}5) \cdot 10^{-5}$ 1/° С
Спектральная плотность частотных шумов при использовании ДР с нагруженной добротностью 4000 и отстройке от несущей частоты на 5 кГц	80 ... 90 дБ/Гц
Долговременнаи нестабильность частоты	$\pm(5 \ldots 20) \cdot 10^{-6}$

Транзисторные или диодные генераторы могут быть построены с использованием ДР как стабилизирующей колебательной системы, включенной по схеме режекторного или полосно-пропускающего фильтра. Схематическое расположение полупроводникового прибора и ДР для этих схем применительно к топологии с использованием микрополосковых линий показано на рис. 12.12,*б—д*. В первых двух конструкциях ДР связан с ПП через отрезок дополнительной линии, которая либо разомкнута на конце, либо подключена к согласованной нагрузке (*СН*). Разомкнутый отрезок дополнительной МПЛ имеет резонансный характер, и при этом частота генерации соответствует одной из частот связи системы ДР — микрополосковый резонатор. В схемах, показанных на рис. 12.12,*г,д*, ДР связан с ПП через отрезок линии передачи, через которую генератор подключен к нагрузке. Принципиальное отличие этих двух схем заключается в том, что в последней ДР выполняет одновременно функции стабилизации частоты и связи с выходной линией передачи. Необходимо искать компромисс в удовлетворении противоречивых требований получения высоких коэффициентов стабилизации частоты и необходимого уровня выходной мощности. Это обусловлено тем, что с уменьшением нагружен-

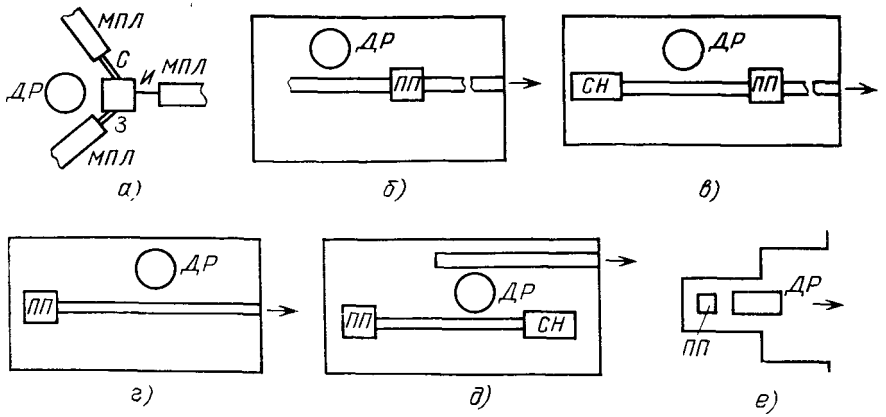


Рис. 12.12. Схематическое представление конструкций генераторов с ДР: *МПЛ* — микрополосковая линия; *ПП* — полупроводниковый прибор; *СН* — согласованная нагрузка

ной добротности ДР стабильность частоты ухудшается, а коэффициент передачи мощности от ПП через ДР к нагрузке генератора увеличивается.

Преимуществом конструкции генератора с ПФ является подавление побочных колебаний генератора. Теоретический анализ рассматриваемых схем генераторов удобно проводить, используя представление ПП (транзистора или диода) как двухполюсника с отрицательной проводимостью, являющейся функцией частоты и амплитуды колебаний; при этом колебательная система генератора описывается с помощью коэффициентов связи ДР с линиями передачи. Проводимые расчеты позволяют найти основные характеристики устройств в зависимости от этих коэффициентов связи, а также параметров ПП, ДР и расстояния между ними [185].

Разновидность конструкций генераторов с ДР составляют устройства, в которых используется непосредственная связь рядом расположенных ПП с ДР по собственным резонансным полям резонатора [178]. Эта связь может быть обеспечена коротким отрезком запредельного волновода (рис. 12.12,*е*); причем диэлектрический резонатор служит элементом возбуждения выходного регулярного волновода генератора. Непосредственная связь ДР с ПП при помощи петлевых элементов представляет интерес для создания миниатюрных конструкций генераторов а также для решения задачи сложения мощностей от нескольких ПП, связанных с одним и тем же ДР. Теоретический анализ конструкций генераторов, использующих непосредственную связь ДР с ПП, удобно проводить в обобщенных терминах коэффициентов связи ДР с ПП и нагрузкой генератора, а также с учетом входной проводимости ПП, зависящей от частоты и амплитуды СВЧ-сигнала. Электрические характеристики рассматриваемых конструкций генераторов аналогичны тем, которые реализуются с использованием полых

объемных резонаторов; выигрыш получается в части габаритных размеров, массы, стоимости и технологичности изготовления генераторов, стабилизируемых ДР.

Для повышения стабилизации частоты генераторов особое значение имеет величина добротности резонатора. Высокая добротность ДР АК, реализуемая при использовании монокристаллов сапфира, позволяет получить уникальные результаты при создании сверхвысокостабильных генераторов СВЧ. Конструкции таких генераторов используют связь ДР АК с «активным» контуром, образованным реактивными параметрами ПП и отрезком линии передачи. В одной из таких конструкций [186] применение дискового ДР диаметром 120,2 мм и толщиной 9,7 мм в режиме возбуждения колебаний типа $EH_{17,1,1}$ с $Q_0 = 200 \cdot 10^3$ при $T = 300$ К в сочетании с биполярным транзистором позволило создать стабилизируемый генератор в 4-сантиметровом диапазоне длин волн мощностью 20 мВт.

Модуляционная чувствительность частоты к напряжению питания при подключении ДР уменьшается от 10 МГц/В до 4 кГц/В, что соответствует коэффициенту стабилизации порядка 2500. Уровень фазовых шумов при отстройке от несущей на 1 кГц составляет 123 дБ/Гц, что почти на 16 дБ ниже, чем у лучших кварцованных генераторов соответствующего диапазона.

Охлаждение сапфировых ДР АК до температуры 77 К приводит к увеличению их собственной добротности до $1{,}6 \cdot 10^6$. Применение подобных дисковых ДР АК диаметром 20 мм, высотой 2 мм с нагруженной добротностью $7 \cdot 10^5$ совместно с системой автоматической подстройки частоты позволило [187] реализовать коэффициент стабилизации 10^5. При этом достигнута долговременная нестабильность частоты 36,280 759 ГГц порядка 10^{-8} и кратковременная (за 10 с) нестабильность 10^{-9}.

12.6. ПРИМЕНЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ

Основные характеристики диэлектрических резонаторов определяются параметрами материалов, из которых они изготовлены. Отсюда следует возможность измерения параметров СВЧ-диэлектриков с помощью ДР. Возможны две разновидности метода ДР: метод однородного и метод составного ДР.

В методе однородного ДР измерение диэлектрической проницаемости основано на экспериментальном нахождении резонансной частоты $f_р$ рассматриваемого вида ДР с последующим вычислением $\varepsilon_р$ по измеренной $f_р$ и известным размерам резонатора. Измерение диэлектрических потерь состоит в экспериментальном нахождении нагруженной добротности ДР с последующим вычислением искомого параметра исследуемого образца при учете в расчетах потерь, определяющих добротность резонатора. Если в конструкции измерительного устройства с ДР имеются металлические отражатели или экраны, то необходимо учитывать вклад омичес-

ких потерь в металле в результирующую добротность исследуемой колебательной системы.

В методе составного ДР используются аналогичные зависимости между экспериментально находимыми величинами ДР и параметрами материала, однако резонатор представляет собой комбинированную структуру в виде опорного ДР с известными параметрами и исследуемой диэлектрической неоднородности, влияние которой на опорной ДР сводится к некоторому смещению его резонансной частоты $\Delta f_р$ и изменению добротности ΔQ. Эти величины $\Delta f_р$ и ΔQ измеряются экспериментально и являются информативными параметрами, по которым рассчитываются искомые значения $\varepsilon_р$ и $\operatorname{tg}\delta$ исследуемого диэлектрика.

Известные разновидности метода однородного по объему ДР основаны на использовании ДР НК, ДР АК и ВДР. Применение того или иного вида ДР для измерения параметров диэлектриков зависит от значений искомых параметров, требуемой точности их нахождения и диапазона частот, в котором должны быть проведены измерения.

При исследовании материалов в сантиметровом диапазоне волн с проницаемостью $\varepsilon_р \approx 20 \ldots 200$ и потерями $\operatorname{tg}\delta \approx 10^{-3}$ измерительная ячейка обычно строится на основе полых металлических волноводов с исследуемой диэлектрической неоднородностью, представляющей собой ДР НК. Электродинамическая система измерительной ячейки при этом может быть типа полосно-заграждающего (рис. 12.13,*а*) или полосно-пропускающего (рис. 12.13,*б*) фильтров. В первом случае применяется согласованный с нагрузкой *Н* волновод, в котором расположен ДР; во втором случае используются два короткозамкнутые, расположенные параллельно друг другу и соединенные между собой по широкой стенке прямоугольные волноводы. В центре общей широкой стенки волноводов на равном расстоянии до обоих короткозамыкающих стенок сделано круглое отверстие. С помощью приспособления для крепления диэлектрического образца в центре этого отверстия располагается исследуемый резонатор. При этом изменением ориентации резонатора устанавливается требуемая его связь с волноводами, а регулировкой положения ДР относительно входного и выходного волноводов обеспечивается равенство коэффициентов связи ДР с каждым из них. Конструкция измерительной ячейки типа ПФ имеет несколько преимуществ перед ячейкой типа ЗФ.

Во-первых, общая высота волноводной конструкции ПФ в месте расположения резонатора в 2 раза больше, что приводит к уменьшению влияния широких металлических стенок на резонанс-

Рис. 12.13. Схемы включения ДР в измерительный тракт СВЧ:
Г — генератор; *Н* — нагрузка; *ДР* — диэлектрический резонатор

ную частоту ДР и вносимые им потери. При рекомендуемом симметричном расположении ДР относительно общей широкой стенки волноводов влияние последней на параметры низшего магнитного колебания ДР пренебрежимо мало. Размер отверстия в общей стенке волновода обычно в 2 раза больше размера резонатора и при этом, как установлено экспериментально, можно не учитывать влияние отверстия на результат измерения.

Во-вторых, при расстоянии между резонатором и короткозамкнутыми стенками входного и выходного волноводов порядка $n\lambda_в/2$ (где $n=1$; 2; 3, а $\lambda_в$ — длина волны в волноводе) реализуется симметричная форма АЧХ коэффициента передачи фильтра. Такая форма получается вследствие пренебрежимо слабой связи резонатора с волноводами по электрической составляющей СВЧ-поля в месте расположения ДР (где при указанных расстояниях до короткозамыкающих стенок находится узел электрического поля). Симметричная форма АЧХ в такой конструкции ПФ обеспечивает возможность более точного нахождения добротности исследуемого резонатора.

В-третьих, применение конструкции измерительной ячейки типа ПФ в отличие от системы типа ЗФ обеспечивает возможность отсчета ширины резонансной кривой коэффициента передачи всегда на одном и том же уровне (3 дБ от $A_{мин}$) независимо от вносимых фильтром потерь.

Для вычисления $\operatorname{tg}\delta$ материала в общем случае надо знать составляющие нагруженной добротности резонатора, обусловленные диэлектрическими потерями в материале, тепловыми потерями в металле и потерями из-за излучения энергии диэлектрическим резонатором. Учет потерь на излучение осуществляется измерением характеристик фильтра в точке резонанса, что позволяет найти коэффициент связи ДР с волноводами. Учет потерь в металле можно провести, используя результаты гл. 6. Приближенная оценка показывает, что частичная добротность, обусловленная потерями в стенках медного волновода, может составлять значения порядка 10^4 при использовании ДР с $Q_0 \approx 2000$. Поэтому пренебрежение потерями в металле из-за конечной проводимости стенок волновода оправдано при исследовании ДР с не очень высокой собственной добротностью (порядка 10^3) и при металлизации волноводов покрытиями с высокой проводимостью. В случае пренебрежения потерями в металле искомая величина

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{2\Delta f}{f_р\, 10^{0,05 A_{мин}}} \left(10^{0,05 A_{мин}} - 1\right),$$

где $f_р$ — резонансная частота ПФ; $2\Delta f_р$ — ширина резонансной кривой коэффициента передачи ПФ на уровне 3 дБ относительно значения минимальных потерь $A_{мин}$ в децибелах. Параметры $f_р$ $2\Delta f$ и $A_{мин}$ находятся экспериментально.

Измерение резонансной частоты ДР с целью последующего вычисления $\varepsilon_р$ материала целесообразно проводить при слабой свя-

зи ДР с волноводами. При этом для вычисления ε_p можно воспользоваться соотношениями, графиками и таблицами, приведенными в гл. 2—4, 6 применительно к расчету резонансных частот ДР различных форм. Численные оценки показывают, что применение ДР НК позволяет экспериментально находить ε_p материала с погрешностью менее 1%, а $\operatorname{tg}\delta$ — порядка 10 ... 15%.

При исследовании материалов с $\varepsilon_p = 1{,}5 \ldots 30$ и $\operatorname{tg}\delta < 10^{-3}$ в диапазоне частот 20 ... 100 ГГц целесообразно использовать измерительные ячейки с ОДР в режиме возбуждения азимутальных колебаний. В этом случае реализуемая погрешность измерения ε_p составляет около 0,05%, а угла потерь — не более 1% [188]. Более высокие точностные характеристики метода ДР АК по сравнению с ДР НК обусловлены свойствами резонаторов с азимутальными колебаниями, достижимой точностью расчета их характеристик и особенностями экспериментального осуществления разновидностей этого метода. Для целей измерений пригодны дисковые, кольцевые, ступенчатые, пластинчатые открытые ДР (см. рис. 1.6,*а,б,в,г*), резонаторы с нерегулярностью в виде радиальной прорези либо отверстия (см. рис. 1.6,*е*), а также ЭДР с металлическими отражающими поверхностями (см. рис. 1.6,*д*).

Измерительная ячейка с ОДР АК строится с использованием либо распределенной связи резонатора с диэлектрическим волноводом, либо сосредоточенной связи через коаксиальный зонд, поднесенный к диску в его плоскости. В случае применения ОДР с металлическими отражающими поверхностями (см. рис. 1.6,*д*) измерения отличаются повышенной точностью (погрешность менее 0,1%) и могут быть проведены в широком диапазоне частот на одном и том же исследуемом ДЭ, который целесообразно выполнять в форме цилиндра. На основе такого ДР может быть выполнена конструкция измерительной ячейки. При возбуждении ДР на HE_{11}-модах круглого диэлектрического волновода один отражатель имеет отверстие связи либо выполняется полупрозрачным, например сетчатым [189]. Другой вариант возбуждения реализуется с помощью коаксиальной линии, расположенной вдоль радиуса ДЭ вблизи поверхности раздела воздух — диэлектрик. Измерение компонент тензора диэлектрической проницаемости одноосных кристаллов удобно проводить по спектру E_{0ml} колебаний рассматриваемого ЭДР. Использование аксиально-однородных колебаний E_{nm0} ЭДР АК с металлическими отражателями лежит в основе реализации метода высокоточных измерений диэлектрической проницаемости материалов [190].

Высокоточные измерения малых значений $\operatorname{tg}\delta < 10^{-6}$ диэлектрических материалов возможны путем применения открытых дисковых ДР АК, свободных от каких-либо металлических элементов. Добротность такого ДР определяется тепловыми потерями в диэлектрике и радиационными потерями, в том числе за счет азимутальной неоднородности материала ДР и за счет шероховатости его поверхности. Добротность, обусловленная тепловыми потерями, содержит информацию от $\operatorname{tg}\delta$ материала. Выбором радиуса

ДР потери на излучение могут быть сведены до любого малого уровня. Рассеяние за счет шероховатости пропорционально квадрату отношения амплитуды неровностей к длине волны и может быть реализовано весьма малым. Эти положения подтверждены экспериментально в [15], где для дискового оптически полированного резонатора из лейкосапфира при температуре 10 К в диапазоне 8 ... 10 ГГц была достигнута добротность $(6\pm1)\cdot10^8$. При погрешности измерения добротности порядка 1% может быть реализовано высокое разрешение по углу потерь (до 10^{-10}), что недостижимо другими методами измерения малых диэлектрических потерь материалов на СВЧ.

Дисковые ДР АК с нерегулярностью в виде радиальной прорези либо отверстия дают возможность проводить измерения тонколистовых диэлектрических и полупроводниковых материалов, подложек и волокон. При этом действие дискового ДР с нерегулярностью основано на эффекте снятия вырождения колебаний, когда каждый из типов колебаний ДР АК расщепляется на два. Один из типов колебаний имеет пучность электрического поля в месте расположения прорези, другой — узел. Введение в прорезь резонатора пленки (волокна) изменяет характер расщепления, при котором происходит смещение резонансной частоты ДР с пучностью электрического поля в месте расположения пленки (волокна). Резонанс колебания с узлом электрического поля в плоскости исследуемой пленки практически не испытывает возмущения. При этом диэлектрическая проницаемость пленки определяется по величине расщепления резонансных частот [215]. Погрешность измерения диэлектрической проницаемости таким методом около 0,5%.

Кроме измерения параметров твердых материалов с помощью ДР АК можно измерять параметры жидкостей, газов и порошкообразных материалов с малыми потерями. В этом случае пластинчатый резонатор (см. рис. 1.6,*г*) изготовляется из высокодобротного эталонного диэлектрика и размещается в измерительной камере с исследуемым материалом. Энергия электромагнитных колебаний в таком резонаторе в значительной мере локализована в окружающей среде (отношение энергии, запасенной во внешней среде, к общему запасу доходит до 0,7 ... 0,8) [191]. По измеренным резонансной частоте и добротности резонатора находятся проницаемость и угол потерь среды.

При исследовании материалов с $\varepsilon_p=2\ldots100$ и $\operatorname{tg}\delta\approx10^{-2}\ldots10^{-4}$ в сантиметровом диапазоне длин волн целесообразно использовать волноводно-диэлектрические резонансы исследуемых образцов [114, 192]. В этом случае реализуется погрешность измерения ε_p не более 1%, а $\operatorname{tg}\delta$ — 10%. Принцип измерения этих параметров аналогичен рассмотренному выше применительно к методу, основанному на использовании ДР НК. Специфика реализации метода состоит в необходимости использования иных, чем для ДР НК, соотношений [193], связывающих ε_p, $\operatorname{tg}\delta$ с величинами, находимыми экспериментально.

12.7. РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Применение твердотельной элементной базы с использованием ДР при создании новых видов радиоэлектронных систем открывает дополнительные возможности повышения их эффективности, увеличения энергетического потенциала, надежности, снижения массы, габаритных размеров, энергопотребления, металлоемкости, стоимости, трудоемкости изготовления и настройки радиотехнических систем: приемопередатчиков СВЧ, станций радиорелейной, тропосферной и спутниковой связи, ретрансляторов на спутниках и др. Например, в настоящее время как у нас в стране, так и за рубежом создан ряд радиорелейных станций (РРС), в которых ДР использованы в частотно-избирательных устройствах, устройствах стабилизации частоты генераторов СВЧ, детекторах и др. Технические решения этих станций свидетельствуют о возможности создания модулей СВЧ, полностью выполняющих функции РРС, станций спутниковой связи, ретрансляторов СВЧ и т. п.

В качестве примера приведем основные технические характеристики радиорелейной станции «Электроника-связь 4-2п», разработанной с использованием твердотельных функциональных устройств на диэлектрических резонаторах из материала ТБНС:

Диапазон частот, ГГц	3,4 ... 3,9
Мощность передатчика, Вт	12
Коэффициент шума приемника, дБ	3 ... 4
Число дуплексных стволов	4
Протяженность интервала между соседними станциями, км	50
Коэффициент усиления антенны, дБ	40
Емкость ствола, число каналов:	
при передаче телефонных каналов	1020
при передаче телевидения	1+4 звуковых
Нестабильность частоты	$1 \cdot 10^{-5}$
Вид модуляции	Импульсная
Промежуточная частота, МГц	70
Электропитание от источника постоянного тока, В	48 ... 70
Потребляемая приемопередатчиком мощность, Вт	150
Габаритные размеры, мм	500×400×300
Масса, кг	80
Температурный диапазон, °С	—50 ... +40

Электрические характеристики этой станции соответствуют параметрам используемой в настоящее время радиорелейной приемопередающей аппаратуры станции «Восток», выполненной в виде трех отдельных стоек. Масса этой станции составляет около 1000 кг, а ее габаритные размеры превосходят размеры станции «Электроника-связь 4-2П» в десятки раз. Большие масса и габаритные размеры аппаратуры станции «Восток» обусловлены использованием в блоках частотных развязок ПФ, выполненных на полых металлических волноводах.

Аналогичный по выполняемым функциям блок разделения ствольных каналов станции «Электроника-связь 4-2П» разработан на ДР. Он имеет в 25 раз меньшие габаритные размеры и массу. Электрические характеристики ствольных фильтров этого блока

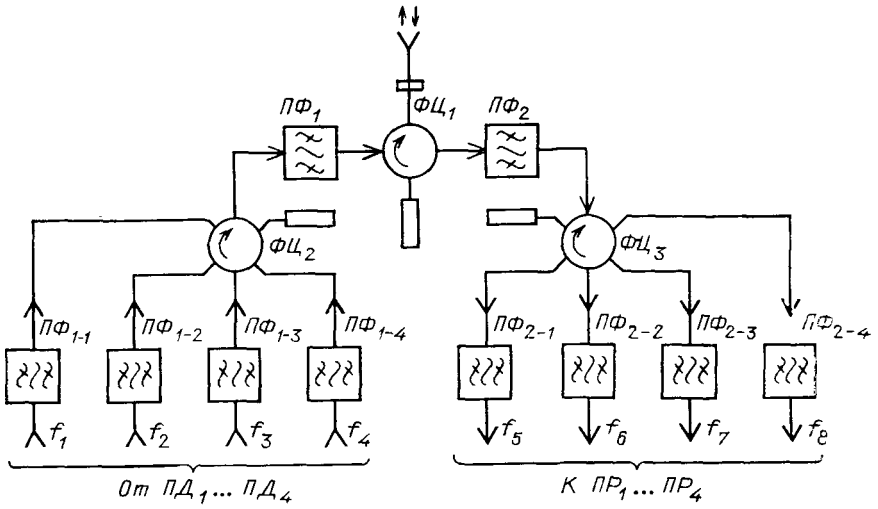


Рис. 12.14. Схема блока разделения ствольных каналов РРС

приведены в табл. 12.4, а структурная схема показана на рис. 12.14. Сигналы в диапазоне частот 3,4 ... 3,9 ГГц от передатчиков ($ПД_1 ... ПД_4$) через узкополосные (примерно 1,5%) пятизвенные фильтры ($ПФ_{1-1} ... ПФ_{1-4}$), выполненные на ДР с планарным расположением, объединяются в широкополосный (200 МГц) сигнал посредством шестиплечего циркулятора $ФЦ_2$. Полученный таким образом широкополосный сигнал от четырех передатчиков поступает на вход широкополосного (около 6%) семизвенного фильтра $ПФ_1$ с соосным расположением ДР и далее, через четырехплечий циркулятор $ФЦ_1$, в антенну. Принимаемый широкополосный сигнал поступает из антенны на вход $ФЦ_1$, далее через широкополосный фильтр $ПФ_2$ на шестиплечий циркулятор $ФЦ_3$ и, разделяясь ствольными узкополосными фильтрами $ПФ_{2-1} ... ПФ_{2-4}$, — к приемникам $ПР_1 ... ПР_4$. Совокупность $ПФ_1$, $ФЦ_1$ и $ПФ_2$ представляет, по существу, диплексер.

Применение твердотельного активного модуля, выполненного в виде волноводной вставки, позволило повысить примерно на

Таблица 12.7

№ модуля	Диапазоны частот, ГГц	Коэффициент шума, дБ	Динамический диапазон, дБ	$P_{вх\ макс}$, мкВт	$P_{вых}$, Вт	Частота гетеродина, ГГц
1	3,4...3,9	4,5	60	20	10	1,7...1,85
2	5,6 ..6,2	5	60	20	5	1,86...2,06
3	7,9...9,4	5,5	60	20	1,5	1,97...2,1

10 дБ энергетический потенциал существующих радиорелейных станций. Модуль совмещает выполнение функций входного высокоизбирательного фильтра для подавления сигналов собственного передатчика РРС и функций малошумящего транзисторного усилителя информационных сигналов. Этот модуль имеет следующие основные технические характеристики:

Рабочий диапазон частот, МГц	3400 ... 3950
Рабочая полоса частот, МГц	550
Подавление сигнала передатчика, дБ	40
Коэффициент усиления, дБ	23 ... 30
Неравномерность коэффициента усиления в рабочей полосе частот, дБ, не более	1.0
Коэффициент стоячей волны входа и выхода, не более	1,25
Напряжение питающей сети (50 Гц), В	(220±15) %
Потребляемая мощность, Вт, не более	4
Вход и выход	Волноводные сечения 58×25 мм²
Габаритные размеры, мм	265×140×100
Масса, кг	3

Небольшие массы и габаритные размеры, малое энергопотребление наряду с достаточно высокой чувствительностью и большим коэффициентом усиления обеспечиваются за счет применения интегрального усилителя и СВЧ-фильтров на ДР.

В табл. 12.7 приведены характеристики унифицированных приемопередающих модулей.

Описанные модули СВЧ далеко не исчерпывают всего многообразия, поскольку их схемы и параметры всегда будут определяться конкретными задачами.

Рассмотрим некоторые особенности построения приемопередающих СВЧ-устройств (ППУ) на основе ДР. Современные ППУ строятся по принципу соединения (стыковки) отдельных элементов (антенн, малошумящих усилителей, усилителей мощности, фильтров, преобразователей частоты, гетеродинов), выполняющих каждый свою функцию [195].

Особенности диэлектрических резонаторов позволяют осуществить функции СВЧ передающего и приемного трактов ППУ по новому принципу [196]. Он заключается в том, что приемный и передающий СВЧ-тракты выполняются в виде отдельных миниатюрных монолитных неперестраиваемых по частоте модулей кассетного типа на основе ДР без межэлементных (стыковочных, развязывающих, согласующих) и частотно-избирательных устройств (фильтров). Приемопередатчики из таких модулей могут иметь малые габаритные размеры, массу, металлоемкость и потребляемую мощность; высокую надежность, низкую стоимость и удобны в обслуживании.

Эти преимущества обусловлены тем, что, во-первых, все элементы приемника (антенна, фильтр, усилитель, смеситель и гетеродин) выполнены на высокодобротных малогабаритных колебательных системах — ДР, а во-вторых, связь между элементами осуществляется непосредственно через внешнее электромагнитное

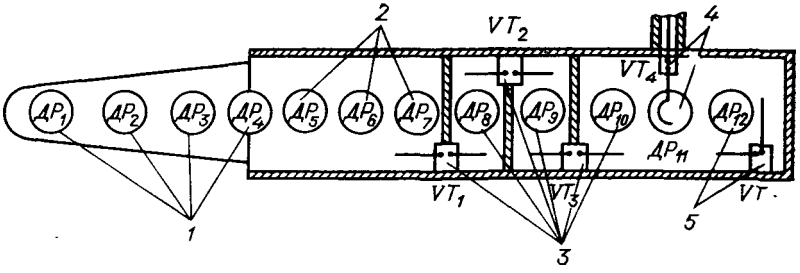


Рис. 12.15. Модуль приемного устройства с использованием ДР

поле резонаторов, без каких-либо устройств развязки, трансформации и согласования (вентилей, переходов, разъемов и т. п.).

На рис. 12.15 показан принцип построения такого приемного устройства, выполненного в виде модуля на 12 ДР. В нем антенна *1* выполнена на четырех ДР, размещенных в пенопластовом держателе. Фильтр *2* отличается от обычных фильтров на ДР тем, что его входной резонатор электромагнитно связан с крайним ДР антенны, а выходной — нагружен на комплексное входное сопротивление полевого транзистора усилителя. Поэтому фильтр наряду с частотной селекцией осуществляет и согласование антенны со входом трехкаскадного малошумящего усилителя *3*.

В усилителе использованы полевые транзисторы. Связь ДР с ними осуществляется посредством штырей или полупетель. Первый каскад усилителя настроен по минимуму коэффициента шума регулировкой связи между ДР и входом транзистора, а два последующих каскада — по максимуму усиления.

Входная цепь смесителя *4* представляет собой двухчастотный ДР, выполняющий функцию развязывающего устройства так, как это описано выше. Гетеродин *5* выполнен на основе транзистора и диэлектрического резонатора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние 10—15 лет были практически реализованы физические предпосылки создания нового класса частотно-избирательных структур на основе явления внутреннего отражения электромагнитных волн от границы раздела диэлектрик — воздух. В итоге решения ряда электродинамических задач по теории диэлектрических резонаторов, развития принципов построения новых видов твердотельных функциональных узлов и устройств, создания и промышленного освоения новых термостабильных материалов установлено, что диэлектрические резонаторы имеют перспективу широкого практического применения в технике СВЧ. Твердотельная элементная база радиоэлектронных устройств с использованием ДР отличается возможностью решения проблемы миниатюризации аппаратуры при использовании ДР НК из материалов с высокой диэлектрической проницаемостью; применение ДР АК по-

зволяет реализовать уникальные значения сверхвысокой добротности колебательных систем; ВДР пригодны для решения задач уменьшения габаритных размеров без снижения допустимых мощностей в силу большой электрической прочности твердых диэлектриков. Наиболее ощутимы в настоящее время результаты внедрения ДР в практику построения фильтрующих устройств, создание нового поколения твердотельных полупроводниковых генераторов с ДР и решение ряда задач измерительной техники.

В последние годы в теории и практике ДР получены результаты, открывающие новые возможности и перспективы использования резонансных явлений в диэлектриках. Отметим некоторые из них.

Прежде всего оказалось, что в цилиндрических ДР представляют интерес колебания типов $H_{11\delta}$ и $E_{11\delta}$, считавшиеся ранее паразитными и ухудшавшими характеристики устройств, работающих на низшем типе колебаний $H_{01\delta}$. Этот интерес обусловлен тем, что при отношении толщины цилиндрического ДР к диаметру $L/D \approx 0{,}4$, в резонаторе можно одновременно возбудить типы колебаний $H_{11\delta}$ и $E_{11\delta}$ с близкими резонансными частотами [216]. При этом применительно к первому указанному типу колебаний поведение ДР аналогично электрическому диполю, а применительно ко второму — магнитному диполю. Каждый из них переизлучает энергию не зависимо от других. Если обозначить через a обобщенную расстройку резонансных частот этих типов колебаний f_H и f_E относительно средней частоты $f_0 = (f_H + f_E)/2$ [217], то характеристики полосового фильтра с одним таким ДР описываются соотношениями (9.18) при условии замены K_c на a, т. е. точно такими же соотношениями, что и для обычного полосового фильтра с двумя взаимно связанными ДР, возбуждаемыми на низшем типе колебаний. Использование расстроенных по частоте колебаний позволяет создать оригинальные конструкции устройств и существенно улучшить характеристики полосовых, заграждающих фильтров и антенных элементов. Например, полосовой фильтр [218] содержит два отрезка регулярного волновода и отрезок запредельного волновода, расположенный между ними. Внутри последнего соосно волноводу расположен цилиндрический ДР с $L/D = 0{,}41 \ldots 0{,}42$. При этом в ДР одновременно возбуждаются несколько расстроенные по частоте типы колебаний $H_{11\delta}$, $E_{11\delta}$ и формируется АЧХ фильтра со связью, близкой к критической, и двумя полюсами затухания, расположенными симметрично на склонах. При установке в одном из отрезков регулярного волновода дополнительно еще одного цилиндрического ДР с $L/D = 0{,}37 \ldots 0{,}39$ на расстоянии, кратном половине длины волны в волноводе, в суммарной АЧХ полосового фильтра образуются еще два дополнительных полюса затухания, что приводит к повышению частотной избирательности полосового фильтра без увеличения потерь в полосе пропускания.

Резонансный диэлектрический излучатель [219] содержит короткозамкнутый волновод прямоугольного поперечного сечения и

цилиндрический ДР, который установлен в отверстии короткозамыкающей стенки волновода так, что его ось совпадает с продольной осью волновода. Резонатор находится частично в волноводе и частично во внешнем пространстве. Благодаря этому волна типа H_{10}, распространяющаяся в волноводе, достигает короткозамыкающей стенки и возбуждает ДР, который переизлучает энергию в окружающее пространство. Вследствие выбора отношения $L/D = 0{,}38 \ldots 0{,}42$ колебания двух типов $H_{11\delta}$ и $E_{11\delta}$, возбуждающиеся в ДР, имеют различающиеся между собой, но близкие резонансные частоты, что обеспечивает формирование двугорбой АЧХ резонансного диэлектрического излучателя, аналогичной АЧХ двухрезонаторного полосового фильтра.

Режекторный фильтр [220] содержит отрезок прямоугольного волновода и два отрезка запредельного волновода, установленные на его широкой стенке в одной поперечной плоскости, и два цилиндрических ДР. Каждый резонатор размещен в области стыка прямоугольного волновода с запредельным. Принципиально то, что торцовые стенки одного резонатора параллельны широким стенкам отрезка прямоугольного волновода, а торцовые стенки другого перпендикулярны широким и узким стенкам прямоугольного волновода. При таком расположении в одном ДР возбуждается тип колебаний $H_{11\delta}$, а в другом — $E_{11\delta}$. Размеры резонаторов выбраны так, что их резонансные частоты близки. Повышение избирательности фильтра обеспечивается при выборе коэффициента связи близкого к 1 между прямоугольным волноводом и каждым из резонаторов, что достигается их перемещением вглубь отрезков запредельных волноводов. При указанной связи вносимое затухание велико (более 40 дБ), а полоса заграждения много меньше, чем в традиционных режекторных фильтрах, использующих одинаковые типы колебаний в ДР.

Направленный фильтр [221] содержит два отрезка прямоугольных волноводов, имеющих общую широкую стенку и два отверстия связи, расположенные в одном и том же поперечном сечении волноводов в областях круговой поляризации СВЧ магнитного поля. В этих отверстиях размещены цилиндрические ДР с одинаковыми резонансными частотами, причем торцовые стенки одного резонатора параллельны узким стенкам волновода, а другого перпендикулярны им. При этом, работая на одном и том же низшем типе колебаний, один резонатор ведет себя подобно магнитному диполю, а другой — подобно электрическому диполю. Синфазный и противофазный характер излучаемых ими полей в выходном волноводе приводит к появлению эффекта направленной резонансной передачи энергии.

Приведенные примеры новых технических решений фильтров с ДР основаны на оригинальном сочетании нескольких каналов связи, образуемых как используемыми типами колебаний, так и нерезонансной связью линий передачи, что приводит к повышению частотной избирательности фильтрующих устройств [222].

В то же время следует отметить, что более полное использование потенциальных возможностей ДР требует дальнейших работ по комплексному изучению физики явлений, развитию методов анализа и методов проектирования. К их числу можно отнести следующие.

1. Формирование и развитие методов системного анализа, рассматривающих ДР вместе с различными цепями связи как электродинамические системы и учитывающих одновременно все эффекты, более полно характеризующие энергетические и частотные параметры систем, с целью обоснованного решения задач о допусках элементов конструкций и сокращения времени, требующегося на подстройку устройств с ДР в условиях серийного производства.

2. Поиск и разработка новых конструкций устройств с ДР с целью расширения их функциональных возможностей и повышения качества за счет использования новых материалов, в том числе и с управляемыми параметрами, решения задач разрежения спектра колебаний, подстройки частоты.

3. Теоретические и экспериментальные исследования в области комплексирования твердотельных устройств на основе ДР в сочетании с полупроводниковыми элементами с целью нахождения оптимальных схемотехнических решений устройств различного назначения в интегральном исполнении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ильченко М. Е. Твердотельные** частотно-избирательные устройства сверхвысоких частот. — Киев: Вища школа. 1987. — 68 с.
2. **Взятышев В. Ф., Ильченко М. Е.** Объемные СВЧ резонаторы: принципы, конструкции и свойства, перспективы и проблемы//Межведомств. тем. сб. — М.: МЭИ. — 1983. — № 19. — С. 5—19.
3. **Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.** Ферритовые и диэлектрические резонаторы СВЧ. — Киев: Изд-во КГУ, 1973. — 175 с.
4. **Добромыслов В. С., Взятышев В. Ф.** Диэлектрические резонаторы с волнами «шепчущей галлереи»//Тр. МЭИ. — 1973. — Вып. 161. — С. 78—84.
5. **Коробкин В. А., Хижняк Н. А.** Волноводно-диэлектрический резонанс диэлектрического образца в прямоугольном волноводе//Изв. вузов. СССР. Сер. Радиофизика. — 1978. — Т. 21, № 4. — С. 558—565.
6. **Капилевич Б. Ю.** Волноводные диэлектрические фильтры. — М.: Связь, 1980. — 137 с.
7. **Диэлектрические** резонаторы для электрониой техники/Э. И. Батыгина, А. В. Иноземцева, Н. П. Климова и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1981. — Вып. 5. — С. 30.
8. **Поплавко Ю. М., Пашков В. М., Бовтун В. П.** Диэлектрики с высокой диэлектрической проницаемостью в технике СВЧ. — Киев: Общество «Знание», 1982. — 20 с.
9. **Дисперсия** диэлектрических характеристик монокристаллов титаната стронция при низких температурах//В. Н. Алфеев, Н. А. Ирисова, Г. В. Козлов и др.//Докл. Всесоюз. конф. «Физика диэлектриков». — Т. 1. — Л.: 1973. — С. 121.
10. **Диэлектрические** свойства моиокристаллов в интервале температур 40—300 К в области коротких миллиметровых волн/Н. А. Ирисова, Г. В. Козлов, Т. Н. Нарытник и др.//Кристаллография. — 1974. — Т. 19, Вып. 2. — С. 403—404.
11. **Исследование** термостабильных диэлектриков для высокодобротных СВЧ диэлектрических резонаторов/Т. Н. Варытник, А. Г. Войтенко, Б. А. Ротенберг и др.//Электроиная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1978. — Вып. 10. — С. 102—106.
12. **Черный Б. С., Ильченко М. Е., Матусов Ю. П.** Теория термокомпенсированных составных диэлектрических СВЧ резонаторов//Радиотехника и электроника. — 1979. — Т. 24, № 2. — С. 242—247.
13. **Смотрова Н. М., Филатов С. В.** Применение новых СВЧ диэлектриков взамен фторопласта-4//Средства связи. — 1981. — № 1. — С. 72—73.
14. **Лейкосапфир** — материал для высокодобротных диэлектрических резонаторов/И. И. Батищева, А. П. Кузнецов, В. И. Куликов и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 8. — С. 63—64.
15. **Брагинский В. Б., Панов В. И., Тимашов А. В.** Аномально малая диссипация электромагнитных волн в ионном кристалле//ДАН СССР. — 1982. — Т. 267, № 1. — С. 75.
16. **Ферриты** и магнитодиэлектрики: Справочник/Под ред. Н. Д. Горбунова и Г. А. Матвеева. — М.: Сов. радио, 1968. — 175 с.
17. **Коробкин В. А., Пятак Н. И., Груцяк В. И.** Невзаимное возбуждение волноводно-диэлектрического резонанса поперечно-намагниченного ферритового образца в прямоугольном волноводе//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1979. — Вып. 1. — С. 17—23.

18. **Бергер М. Н., Капилевич Б. Ю., Ручкан Л. Н.** СВЧ фильтр с магнитной перестройкой на запредельном волноводе//Радиотехника. — 1981. — Т. 36, № 8. — С. 75—77.
19. **Раевский Г. П., Колдаев А. В., Кудашкин С. Ф.** Режекторные фильтры миллиметрового диапазона волн на основе резонаторов бегущей волны//Тр. МЭИ. — 1980. — Вып. 464. — С. 15—21.
20. **Состояние** и перспективы применения миниатюрных двэлектрических резонаторов в радиоэлектронике/Л. В. Алексейчик, И. И. Бродуленко, В. М. Геворкян и др. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1981. — Ч. 1. — 97 с. — (Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ; Вып. 13.)
21. **Взятышев В. Ф., Калинничев В. И.** Собственные и вынужденные колебания открытых резонансных систем на базе дисковых диэлектрических резонаторов//Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. — 1983. — Т. 26, № 4. — С. 475—482.
22. **Трубин А. А.** Резонансные колебания открытых двухслойных сферических структур//Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах: Тез. докл. и сообщений. — Саратов: Изд-во СГУ, 1983. — С. 32—33.
23. **Старков М. А.** Осесимметричные колебания сфероидальных открытых диэлектрических резонаторов//Радиотехника и электроника. — 1983. — Т. 28, № 5. — С. 864—870.
24. **Gastine M., Courtois L., Dormann I. L.** Electromagnetic Resonances of Free Dielectric Spheres//IEEE Trans. — 1967. — Vol. MTT-15, № 12. — P. 694—700.
25. **Van Bladel J.** On the Resonances of Dielectric Resonator of Very High Permittivity//IEEE Trans. — Vol. MTT-23, № 2. — P. 199—208.
26. **Ильченко М. Е.** Исследование антенны с открытым диэлектрическим резонатором//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1978. — Т. 21, № 1. — С. 15—18.
27. **Безбородов Ю. М., Шевченко В. В.** Устройства СВЧ на диэлектрических резонаторах сложной формы//Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проблемы интегральной электроники СВЧ», 4—6 апреля 1984. Тез. докл. — Л. — 1984. — С. 167.
28. **Сегнетоэлектрики** в технике СВЧ/Н. Н. Антонов, И. М. Бузин, О. Г. Вендик и др.; Под ред. О. Г. Вендика. — М.: Сов. радио, 1979. — 272 с.
29. **Иванов И. В.** О применении сегнетокерамических пленок в нелинейных системах сверхвысоких частот//Изв. АН СССР. Сер. физическая — 1965. — Т. 29. № 11. — С. 2116.
30. **Нарытник Т. Н., Федоров В. Б., Денисенко В. Н.** Электрически управляемые многофункциональные структуры СВЧ//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1980. — Вып. 11. — С. 7—11.
31. **Вербицкая Т. Н., Соколова Л. С.** Исследование электрических свойств тонкопленочных варикондов//Электронная техника. Сер. Радиодетали и радиокомпоненты. — 1974. — Вып. 6. — С. 8—12.
32. **А. С.** 687500 СССР. М. Кл.[2] H01p 7/06. Сверхвысокочастотный резонатор/ Т. Н. Нарытник, В. Б. Федоров, В. И. Приймак. — Опубл. 1979, Бюл. № 35.
33. **Денисенко В. Н., Запорожец В. В.** Управляемый диэлектрический резонатор//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1980. — Вып. 7. — С. 61—63.
34. **Ильченко М. Е., Мелков Г. А., Мирских Г. А.** Твердотельные СВЧ фильтры. — Киев: Техника, 1977. — 120 с.
35. **Широкодиапазонные** перестраиваемые электродинамические резонансные системы на базе феррит-диэлектрических элементов/Л. В. Алексейчик, В. М. Геворкян, Н. А. Плохих и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1984. — Вып. 4. — С. 10—16.
36. **Молчанов В. И., Якименко Ю. И., Пашков В. М.** О возможности использования пьезоэффекта для управления резонансной частотой твердотельных СВЧ фильтров//Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проблемы интегральной электроники», 4—6 апреля 1984. — Тез. докл. — Л. — 1984. — С. 156.

37. **Wait J. R.** Electromagnetic Whispering Gallery Modes in a Dielectric Rod// Radio Science. — 1967. — Vol. 2, № 9. — P. 1005—1007.
38. **Власов С. Н.** О колебаниях «шепчущей галлереи» в открытых резонаторах с диэлектрическим стержнем//Радиотехника и электроника. — 1967. — Т. 12, № 3. — С. 572—573.
39. **Дидейко А. Н.** Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. — М.: Сов. радио, 1973. — 256 с.
40. **Взятышев В. Ф.** Диэлектрические волноводы. — М.: Сов. радио, 1970. — 216 с.
41. **Podgorski A., Macphie R. H.** Quarter-wavelength Coupled Dielectric Plate Resonators for High Selectivity TE_{10} — mode Filters. — IEEE Trans. — 1980. — Vol. MTT-28, № 4. — P. 405—408.
42. **Коробкин В. А., Пятак Н. И., Ющенко А. Г.** Расчет резонансных частот некоординатного параллелепипеда в стандартном волноводе//Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах: Тез. докл. и сообщений. — Саратов, изд-во СГУ. — 1983. — С. 65—66.
43. **Повышение** собственной добротности волноводно-диэлектрических резонаторов на прямоугольных волноводах/В. А. Коробкин, В. Я. Двадненко, В. Н. Великоцкий и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 8. — С. 26—28.
44. **Kach A.** Der Quasidielektrische Resonator — ein Neuartiges Bauelement für Mikrowellen Filter//AEÜ. — 1978. — Bd. 32, № 10. — S. 409—416.
45. **Kobayashi Y., Yoshida S.** Bandpass Filters Using TM_{010} Dielectric Rod Resonators//In IEEE MTT-S Int. Microwave Sump. Dig. — New York. — 1978. — 233—235.
46. **Makimoto M., Jamashita S.** Compact Bandpass Filters Using Stepped Impedance Resonators//Proc. IEEE. — 1979. — V. 67, № 1. — P. 16—19.
47. **Coupling** and Tuning of Trapped — Mode Microwave Resonators/E. Bonek, M. Knecht, G. Magerl et al//AEU. — 1978. — Bd. 32, H. 5/6. — S. 209—214.
48. **Капилевич Б. Ю., Бергер М. Н., Ищук А. А.** Двухмодовый волноводно-диэлектрический резонатор с запредельными связями//Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. — 1983. — Т. 26, № 7. — С. 881—887.
49. **Гуткин Л. С.** Оптимизация радиоэлектронных устройств. — М.: Сов. радио, 1975. — 368 с.
50. **Лебедев И. В.** Техника и приборы СВЧ. Т. 1. — М.: Высшая школа, 1970. — 440 с.
51. **Брагинский В. Б., Митрофанов В. П., Панов В. И.** Системы с малой диссипацией. — М.: Наука, 1981. — 144 с.
52. **Черний Б. С.** Симметричные колебания цилиндрических диэлектрических резонаторов СВЧ//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1981. — Т. 24, № 9. — С. 26—32.
53. **Шевченко В. В.** Плавные переходы в открытых волноводах. — М.: Наука, 1969. — 191 с.
54. **Федоров Н. Н.** Основы электродинамики. — М.: Высшая школа, 1965. — 327 с.
55. **Черний Б. С., Ильченко М. Е.** К расчету резонансных частот и добротности диэлектрических резонаторов в микрополосковых устройствах СВЧ// Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1977. — Вып. 4. — С. 31—39.
56. **Fiedziuszko S., Pospieszalski M.** Microfalowe Resonatory Dielectryszne//Arch. Electrotechn. — 1969. — Vol. 18, № 14. — P. 709—724.
57. **Козарь А. И.** Измерение диэлектрической проницаемости диэлектриков при постоянной температуре//Радиотехника: Сб. статей. — Харьков. — 1978. — Вып. 44. — С. 92—97.
58. **Tsuji M., Shigesawa H., Takiyama K.** Analitical and Experimental Investigations on Several Resonant Modes in Open Dielectric Resonators//IEEE Trans. — 1984. — Vol. MTT-32, № 6. — P. 628—633.
59. **Verplanken M., Van Bladel J.** The Electrical Dipole Resonances of Ring Resonator of Very high Permittivity//IEEE Trans. — 1976. — V. MTT-24, № 2. — P. 108—112.

60. **D'Aiello R. V., Prager H. J.** Dielectric Resonators for Microwave Applications//IEEE Trans. — 1964. — V. MTT-12, № 9. — P. 549—550.
61. **Verplanken M., Van Bladel J.** The Magnetic Dipole Resonances of Ring Resonators of Very High Permittivity//IEEE Trans. — 1979. — V. MTT-27, № 4. — P. 328—333.
62. **Ильченко М. Е., Трубин А. А.** О дипольном представлении диэлектрических резонаторов СВЧ// Вестн. Киевск. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника. 1982. — Вып. 19. — С. 26—29.
63. **Трубин А. А.** Исследование характеристик излучения дискового диэлектрического резонатора//Вестн. Киевск. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника, 1984. — Вып. 21. — С. 29—33.
64. **Окайя А., Бараш Л. Ф.** Диэлектрический СВЧ резонатор//ТИРИ. — 1962. — № 10. — С. 2115—2126.
65. **Cohn S. B.** Microwave Bandpass Filters Containing High-Q Dielectric Resonators//IEEE Trans. — 1968. — Vol. MTT-16, № 4. — P. 218—227.
66. **Tsuji M., Shigesawa H., Takiyama K.** On the Complex Resonant Frequency of Open Dielectric Resonator//IEEE Trans. — 1983. — Vol. MTT-31. № 5. — P. 392—396.
67. **Guillon P., Garault Y., Falence J.** Dielectric Resonator Dual Modes Filters// Electron. Lett. — 1980. — Vol. 16, № 17. — P. 646—647.
68. **Ильченко М. Е., Живков А. П., Диброва В. А.** К расчету волноводных полосовых фильтров с диэлектрическими резонаторами//Вестн. Киевск. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника. — 1987. — Вып. 24. — С. 17—18.
69. **Термостабильные** высокодобротные диэлектрические резонаторы для СВЧ микроэлектроники/Л. Г. Гассанов, Б. А. Ротенберг, Т. Н. Нарытник и др.// Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1981. — Вып. 6. — С. 21—25.
70. **Черний Б. С.** Собственные колебания кольцевых диэлектрических резонаторов СВЧ//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1981. — Т. 24, № 5. — С. 43—50.
71. **Черний Б. С.** Дифракционная модель кольцевого диэлектрического резонатора СВЧ для расчета резонансных частот Н- и Е-типов колебаний//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1984. — Т. 27, № 1. — С. 14—21.
72. **Ильченко М. Е., Старков М. А.** Учет внешних полей при вычислении параметров сферического диэлектрического резонатора//Вестн. Киевск. политехн. ин-та. Радиотехника. — 1980. — Вып. 17. — С. 24—28.
73. **Вайнштейн Л. А.** Открытые резонаторы и открытые волноводы. — М.: Сов. радио, 1966. — 476 с.
74. **Справочник** по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. — М.: Наука, 1979. — 832 с.
75. **Ильченко М. Е., Старков М. А.** Характеристики диэлектрического сферического резонатора в волноводе//Вестн. Киевск. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника. — 1981. — Вып. 18. — С. 18—21.
76. **Ильченко М. Е., Трубин А. А.** Резонансные характеристики диэлектрического шара в волноводе//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1984. — Т. 27, № 1. — С. 72—74.
77. **Нефедов Е. И.** Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. — М.: Наука, 1979. — 272 с.
78. **Ильченко М. Е., Басенко С. Н.** Уточнение расчета резонансной частоты прямоугольных диэлектрических резонаторов//Вестн. Киевск. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника. — 1987. — Вып. 24. — С. 15—17.
79. **Добромыслов В. С.** Оптимизация параметров устройств с азимутальными волнами//Тр. МЭИ. — 1980. — Вып. 498. — С. 49—54.
80. **Старков М. А.** Диэлектрический куб с импедансными граничными условиями//Вестн. Киевск. политехн. ин-та. — Радиотехника. — 1984. — Вып. 21. — С. 27—29.
81. **Ватсон Г. Н.** Теория бесселевых функций. — М.: Иностр. лит. — 1949. — Ч. 1. — 800 с.
82. **Ильченко М. Е.** Частотные характеристики волновода с диэлектрическим резонатором//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1987. — Т. 30, № 1. — С. 82—83.

83. **Взятышев В. Ф., Калиничев В. И.** Собственные и вынужденные колебания открытых резонансных систем на базе дисковых диэлектрических резонаторов//Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. — 1983. — Т. 26, № 4. — С. 475—482.
84. **Knox R. M., Toulios P. P.** Integrated Circuits for the Millimeter Trough Optical Frequency Range//Proc. on Symp. on submillimeter waves. — New York. — 1970. — P. 497—516.
85. **Добромыслов В. С., Аитипова М. Ш., Якухин С. Д.** Приближенный расчет параметров азимутальных волн в диэлектрических дисках//Тр. МЭИ. — 1974. — Вып. 194. — С. 74—75.
86. **Добромыслов В. С., Корчагин В. А.** Поликоровые резонаторы миллиметрового диапазона//Тр. МЭИ. — 1981. — Вып. 547. — С. 40—44.
87. **Добромыслов В. С., Береза А. Е.** Сверхвысокодобротные диэлектрические резонаторы на основе одноосных кристаллов//Межведомств. тем. сб. — М.: МЭИ. — 1983. — № 19. — С. 19—27.
88. **Рытов С. М.** Электромагнитные свойства мелкослоистой среды//ЖЭТФ. — 1955. — Т. 29, Вып. 5 (11). — С. 606—616.
89. **Взятышев В. Ф., Добромыслов В. С.** О взаимосвязи характеристик многослойных волноводов и резонаторов//Тр. МЭИ. — 1979. — Вып. 397. — С. 5—7.
90. **Взятышев В. Ф., Добромыслов В. С.** О термостабильности диэлектрических резонаторов//Тр. МЭИ. — 1977. — Вып. 341. — С. 59—62.
91. **Черний Б. С.** Расчет резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний диэлектрического резонатора СВЧ в плоском волноводе//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 11. — С. 30—33.
92. **Черний Б. С.** Расчет резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний диэлектрического резонатора над металлической плоскостью//Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах: Тез. докл. и сообщений. — Саратов: Изд-во СГУ. — 1983. — С. 36—37.
93. **Pospieszalski M.** Cylindrical Dielectric Resonators and Their Applications in TEM — line Microwave Circuits//IEEE Trans. — 1979. — Vol. MTT-27, № 3. — P. 233—238.
94. **Гольдберг Л. Б., Пензяков В. В.** Расчет аксиально-симметричных H-колебаний диэлектрических резонаторов на подложке в экране методом интегрального уравнения//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 3. — С. 28—30.
95. **Веселов Г. И., Гуреев А. В., Хренов Ю. И.** Исследование цилиндрических диэлектрических резонаторов для интегральных фильтров СВЧ диапазона// Электронная техника. Сер. Микроэлектронные устройства. — 1982. — Вып. 3. — С. 8—11.
96. **Черний Б. С., Ильченко М. Е.** Диэлектрический резонатор над металлической плоскостью с диэлектрическим слоем//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1978. — Вып. 4. — С. 72—79.
97. **Scattering** of the TE_{01} and TM_{01} Modes on Transverse Discontinuities in a Rod Dielectric Waveguide — Application to the Dielectric Resonators/F. Gelin, S. Tontain, P. Kennis u. a.//IEEE Trans. — 1978. — Vol. MTT-16, № 10. — P. 628—633.
98. **De Smedt R.** Dielectric Resonator Inside a Circulas Waveguide//AEU. — 1984. — Bd. 38, № 2. — S. 113—120.
99. **Алексейчик Л. В., Геворкян В. М., Казанцев Ю. А.** Влияние металлических стенок на резонансную частоту диэлектрического резонатора//Тр. МЭИ. — 1975. — Вып. 251. — С. 81—84.
100. **Гольдберг Л. Б.** Теоретическое исследование связи диэлектрического резонатора с микрополосковой линией передачи//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1983. — Вып. 7. — С. 41—47.
101. **Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А.** Диэлектрический резонатор, находящийся на линии с подвешенной подложкой//Вестн. Харьков. ун-та. — 1984. — № 255. — С. 45—47.
102. **Безбородов Ю. М., Липатов А. А., Федоров В. Б.** Методика расчета собственных частот цилиндрического диэлектрического резонатора в соосном с

нным запредельном волноводе//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1981. — Т. 24, № 9. — С. 66—68.
103. **Денисенко В. Н.** Выбор размеров экрана диэлектрического фильтра//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1981. — Вып. 10. — С. 20—21.
104. **Безбородов Ю. М., Федоров В. Б.** Расчет и конструрование цилиндрических резонаторов в соосном экране//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 1. — С. 31—33.
105. **Безбородов Ю. М., Липатов А. А., Федоров В. Б.** Расчет крайних звеньев фильтров СВЧ, выполненных на диэлектрических резонаторах в соосном экране//Электронная техника. Сер. Электроннка СВЧ. — 1982. — Вып. 8. — С. 39—43.
106. **Взятышев В. Ф., Калиничев В. И., Куимов В. И.** Резонансные явления в металлодиэлектрическом цилиндрическом резонаторе//Межведомств. тем. сб. — М.: МЭИ. — 1983. — № 9. — С. 27—36.
107. **Войтович Н. Н., Каценеленбаум Б. З., Сивов А. Н.** Обобщенный метод собственных колебаний в теории дифракции. — М.: Наука, 1977. — 416 с.
108. **Черний Б. С.** Расчет электродинамических характеристик диэлектрических резонаторов с перестройкой частоты диэлектрическими дисками//Изв. вузов СССР. Сер. Радноэлектроника. — 1980. — Т. 23, № 2. — С. 60—66.
109. **Егоров Ю. В.** Частично заполненные прямоугольные волноводы. — М.: Сов. радио, 1967. — 214 с.
110. **Бергер М. Н., Капилевич Б. Ю.** Прямоугольные волноводы с диэлектриками. — М.: Сов. радио, 1973. — 256 с.
111. **Hord W. E., Rosenbaum E. J.** Approximation Technique for Dielectric Loaded Waveguides//IEEE Trans. — 1968. — Vol. MTT-16, № 4. — P. 228—233.
112. **Vartanian P. H., Ayres W. P., Helgesson A. L.** Propagation in Dielectric Slab Loaded Restangular Waveguides//IRE Trans. — 1958. — Vol. MTT-6, № 2. — P. 215.
113. **Груцяк В. И., Пятак Н. И., Коробкин В. А.** Расчет частот связанных волноводно-диэлектрическнх и диэлектрических резонаторов//Радиотехника и электроника. — 1979. — Т. 24, № 10. — С. 1976—1981.
114. **Определение** параметров диэлектриков на сверхвысокой частоте с помощью волноводно-диэлектрических резонансов/В. А. Коробкин, Н. И. Пятак, Л. Н. Бабарнка и др.//ПТЭ. — 1976, № 3. — С. 169—171.
115. **Макеев Ю. Г., Коробкин В. А.** Резонансный метод определения параметров магнитодиэлектриков в цилиндрическом волноводе//ПТЭ. — 1978. — № 1. — С. 139—141.
116. **Груцяк В. И., Коробкин В. А., Хижняк Н. А.** Возбуждение волноводно-диэлектрических резонансов сложными границами раздела диэлектрических сред (ступенька и скос)//Раднотехннка: Сб. статей. — Харьков. — 1979. — Вып. 51. — С. 38—43.
117. **Бабарика Л. И., Груцяк В. И., Коробкин В. А.** Режекторный фильтр СВЧ на основе волноводно-диэлектрического резонатора//Радиотехника: Сб статей. — Харьков. — 1981. — Вып. 56. — С. 44—47.
118. **Синтез** и анализ фильтров на основе волноводно-диэлектрических структур/В. А. Коробкин, В. Н. Груцяк, Н. И. Пятак и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 1. — С. 10—12.
119. **Пятак Н. И., Коробкин В. А.** Резонатор-фильтр на прямоугольном волноводе с диэлектрическими диафрагмами//Вестник Харьков. гос. ун-та. Сер. Радиофизика и электроника. — 1974. — Вып. 3. — С. 74—78.
120. **Капилевич Б. Ю., Федотова Т. Н.** Температурная стабильность запредельных волноводно-диэлектрическнх фильтров//Радиотехника. — 1981. — Т. 36, № 7. — С. 65—67.
121. **Бабарика Л. И., Коробкин В. А.** Термостабилизация волноводно-диэлектрических резонаторов//Известия вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1978. — Т. 21, № 8. — С. 60—64.
122. **К расчету** и применению диэлектрических резонаторов в устройствах СВЧ/Л. В. Алексейчик, В. М. Геворкян, Ю. А. Казанцев и др.//Радиотехника и электроника. — 1977. — Т. 22, № 3. — С. 512—520.

123. **Ильченко М. Е.** Характеристики твердотельных многорезонаторных полосовых фильтров//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1984. — Вып. 4. — С. 20—26.
124. **Ильченко М. Е.** Поворот плоскости поляризации в круглом запредельном волноводе с гиромагнитным ферритовым резонатором//IV Междунар. конфер. по гиромагнитной электронике и электродинамике. — 3—7 окт. 1978. Яблонна — Польша. — С. 93—100.
125. **Бокрийская А. А., Ильченко М. Е.** Диэлектрический резонатор в линии передачи//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1971. — Т. 14, № 2. — С. 151—157.
126. **Ильченко М. Е., Кущ С. Н.** Диэлектрический резонатор в волноводных фильтрах типов волн//Вестн. Киевск. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника и электроакустика. — 1973. — № 10. — С. 11—24.
127. **Ильченко М. Е., Трубин А. А.** Рассеяние электромагнитных волн на диэлектрическом резонаторе в волноводе//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1981. — Т. 24, № 10. — С. 91—93.
128. **Ильченко М. Е., Трубин А. А.** Расчет коэффициентов связи диэлектрического шара с прямоугольным волноводом при возбуждении магнитных и электрических видов колебаний//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1982. — Т. 25, № 8. — С. 3—8.
129. **Ильченко М. Е., Мелков Г. А.** Расчет связи диэлектрического СВЧ резонатора с волноводом//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1973. — Т. 16, № 5. — С. 101—103.
130. **Алексейчик Л. В., Геворкян В. М., Казанцев Ю. А.** Матрицы рассеяния диэлектрического СВЧ резонатора//IV Междунар. конф. по гиромагнитной электронике и электродинамике. — 3—7 октября 1978. — Яблонна — Польша. — С. 56—63.
131. **Никольский В. В.** Электродинамика и распространение радиоволн. — М.: Наука, 1973. — 458 с.
132. **Ильченко М. Е., Мирских Г. А.** Исследование диэлектрического СВЧ резонатора в волноводе с диафрагмой//Радиотехника и электроника. — 1974. — Т. 19, № 7. — С. 1511—1513.
133. **Ильченко М. Е., Трубин А. А.** Расчет коэффициентов связи в устройствах с диэлектрическими резонаторами и волноводами//Межвед. тем. сб. — М.: МЭИ. — 1983. — № 19. — С. 36—41.
134. **Ильченко М. Е., Мирских Г. А.** Расчет волноводных фильтров с диэлектрическими СВЧ резонаторами//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1973. — Т. 16, № 8. — С. 90—92.
135. **Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Т.** Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи: Пер. с англ./Под ред. Л. В. Алексеева и Ф. В. Кушнира. — М.: Связь. Т. 1, 1971. — 439 с.; Т. 2, 1972. — 495 с.
136. **Ильченко М. Е., Шилина З. И.** Связь твердотельных резонаторов с полосковой линией передачи//Радиотехника и электроника. — 1975. — Т. 20, № 4. — С. 683—688.
137. **Skalicky P.** Coupling Coefficient Between Dielectric Resonator and Microstrip Line// Electron. Lett. — 1981. — Vol. 17, № 2. — P. 99—100.
138. **Komatsu Y., Murakami Y.** Coupling Coefficient Between Microstrip Line and Dielectric Resonator//IEEE Trans. — 1983. — Vol. MTT-31, № 1. — P. 34—40.
139. **Бочкарев А. Н., Гольдберг Л. Б.** Расчет и экспериментальное исследование диэлектрических резонаторов, экранированных цилиндрическими полыми резонаторами//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1983. — Вып. 7. — С. 13—17.
140. **Craven G., Mok C. K.** The Design of Evanescent Mode Waveguide Bandpass Filters for Prescribed Insertion Loss Characteristic//IEEE Trans. — 1971. — Vol. MTT-19, № 3. — P. 295—308.
141. **Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р.** Синтез четырехполюсников и восьмиполюсников на СВЧ. — М.: Связь, 1971. — 388 с.
142. **Сазонов Д. М., Гридин А. Н., Мишустин Б. А.** Устройства СВЧ. — М.: Высшая школа, 1981. — 295 с.
143. **Черный Б. С.** Аппроксимационные соотношения для расчета резонансной частоты $H_{01\delta}$-типа колебаний цилиндрических диэлектрических резонато-

ров СВЧ//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1987. — Т. 30, № 1. — С. 79—82.
144. **Иваиов В. Н., Портиов О. М., Федоров В. Б.** *Исследование и разработка СВЧ фильтров на диэлектрических резонаторах//Электронная техника.* Сер. Электроника СВЧ. — 1984. — Вып. 5. — С. 32—35.
145. **Petersson L.** On the Theory of Coupling Between Finite Dielectric Resonator//IEEE Trans. — 1976. — Vol. MTT-24. № 9. — P. 615—619.
146. **Iveland Y. D.** Dielectric Resonator Filters for Application in Microwave Integrated Circuits//IEEE Trans. — 1971. — Vol. MTT-19, № 7. — P. 643—652.
147. **Skalicky P.** Koeficient vazby mezi dvema dielektrickymi resonatory//Slaboproudy obzor. — 1983. — 44, C. 3, S. 128—134.
148. **Расчет** линии передачи с диэлектрическими резонаторами при учете ближнего поля/Л. В. Алексейчик, В. М. Геворкян, Ю. А. Казанцев и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1979. — Вып. 8. — С. 15—27.
149. **Ильченко М. Е.** Проектирование СВЧ твердотельных фильтров//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1986. — Вып. 1. — С. 13—16.
150. **Ильченко М. Е.** Двухрезонаторные полосовые фильтры с оптимальными параметрами//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1986. — Вып. 4. — С. 36—41.
151. **Ильченко М. Е., Репетий В. П.** Двухрезонаторный диэлектрический фильтр в волноводе//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1985. — Вып. 3. — С. 6—10.
152. **Ильченко М. Е.** Принцип улучшения частотной избирательности диэлектрических фильтров СВЧ//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1985. — Т. 28, № 12. — С. 53—54.
153. **Денисенко В. Н., Нарытник Т. Н.** Малогабаритные фильтры СВЧ на основе диэлектрических резонаторов//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1979. — Вып. 9. — С. 27—33.
154. **Капилевич Б. Ю.** *Анализ связанных волноводно-диэлектрических резонаторов//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1981. — Т. 24, № 5. — С. 51—55.*
155. **Безбородов Ю. М., Федоров В. Б., Иваиов В. Н.** Диэлектрические СВЧ фильтры на круглом запредельном волноводе//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1981. — Вып. 8. — С. 5—7.
156. **Безбородов Ю. М., Шевченко В. В.** СВЧ фильтры на крестообразных диэлектрических резонаторах//Радиотехника. — 1985. — Т. 40, № 3. — С. 67—70.
157. **Plourge J. K., Ren C.** Application of Dielectric Resonators in Microwave Components//IEEE Trans. — Vol. MTT-29, № 8. — P. 754—770.
158. **Гусева М. Н.** Синтез согласованных фильтров с учетом диссипативных потерь//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1978. — Т. 21, № 8 — С. 70—74.
159. **Ильченко М. Е., Рогоза А. И.** Допуски при проектировании двухрезонаторных полосовых твердотельных фильтров СВЧ//Вестник Киевск. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника. — 1984. — Вып. 21. — С. 12—15.
160. **Справочник** по элементам полосковой техники/Под ред. А. Л. Фельдштейна. — М.: Связь, 1979. — 336 с.
161. **Капилевич Б. Ю., Безуглова О. Н.** Машинный синтез запредельных волноводно-диэлектрических фильтров//Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. «Развитие и внедрение новой техники радиоприемных устройств». — Горький. — 1981. — С. 83.
162. **Капилевич Б. Ю., Трубехин Е. Р.** Аналитический синтез запредельных волноводно-диэлектрических фильтров//Радиотехника и электроника. — 1983. — Т. 28, № 12. — С. 2359—1365.
163. **Афромеев В. И., Косых В. Е.** Расчет внешней добротности диэлектрического резонатора в запредельном волноводе//Вестник Киевск. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника. — 1982. — Вып. 19. — С. 4—6.
164. **Капилевич Б. Ю.** Волновые явления в одномерных функциональных средах//Зарубежная радиоэлектроника. — 1982. — № 6. — С. 29—54.

165. **Капилевич Б. Ю., Трубехин Е. Р.** О фильтрации электромагнитных волн квазипериодической средой в волноводе//Письма в ЖТФ. — 1981. — Т 7, Вып. 3. — С. 142—145.
166. **Капилевич Б. Ю.** Применение фурье-разложения проницаемостей сред для анализа направляемых волн в слоисто-неоднородных структурах//Радиотехника. — 1979. — Т. 34, № 8. — С. 43—47.
167. **Передатчик** цифровой радиорелейной системы «Электроника-связь 11 ГГц»/ Н. В. Кравчук, Ю. К. Колоколов, Ю. З. Данюшевский и др.//Электросвязь. — 1981. — № 11. — С. 20—21.
168. **Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П.** Справочник по элементам волноводной техники. — М.: Сов. радио, 1967. — 651 с.
169. **Patzelt H., Arndt F.** Double-plane Steps in Restangular Waveguides and Their Application for Transformers, Irises and Filters//IEEE Trans. — 1982.— Vol. MTT-30, № 5. — P. 771—776.
170. **Williams A. E.** A Four-cavity Elliptic Waveguide Filter//IEEE Trans. — 1970. — V. MTT-18, № 12. — P. 1109—1114.
171. **Бергер М. Н.** Двухмодовые волноводные фильтры//Зарубежная радиоэлектроника. — 1983. — № 1. — С. 3—27.
172. **Двухмодовые** волноводно-диэлектрические фильтры с эллиптической АЧХ/ М. Н. Бергер, А. А. Ищук, Б. Ю. Капилевич, Е. Р. Трубехин//Электросвязь. — 1984. — № 9. — С. 56—59.
173. **Хьюлсман Л. П., Аллен Ф. Е.** Введение в теорию и расчет активных фильтров: Пер. с англ./Под ред. А. Е. Знаменского. — М.: Радио и связь, 1984. — 382 с.
174. **Wanselow R. D.** Prototype Characteristics for a Class of Dual-Mode Filters// IEEE Trans. — 1975. — Vol. MTT-23, № 8. — P. 708—711.
175. **Аидреев Д. П., Гак И. Н., Цимблер И. И.** Механически перестраиваемые приборы СВЧ и разделительные фильтры. — М.: Связь, 1973. — 142 с.
176. **Karp A., Shaw H. Y., Winslow D. K.** Circuits Properties of Microwave Dielectric Resonators//IEEE Trans. — 1968. — Vol. MTT-16, № 10. — P. 818—828.
177. **Диэлектрические** резонаторы в мнкроэлектроинке СВЧ/Ю. М. Безбородов, Л. Г. Гассанов, А. А. Липатов и др. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1981. — 82 с. — (Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ; Вып. 4.)
178. **Состояние** и перспективы применения миниатюрных диэлектрических резонаторов в радиоэлектронике/Л. В. Алексейчик, И. И. Бродуленко, В. М. Геворкян и др. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1982. — Ч. II. — 66 с. — (Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ; Вып. 2).
179. **Stiglitz M. R.** Dielectric Resonators: Past, Present and Future//Microwave J. — 1981. — V. 24, № 7. — P. 19, 20, 22, 26, 28, 30, 34, 36.
180. **Цибизов К. Н., Борисов С. А.** Устройства СВЧ на основе диэлектрических резонаторов/ Зарубежная радиоэлектроника. — 1982. — № 11. — С. 24—38.
181. **Капилевич Б. Ю.** Диэлектрические фильтры СВЧ диапазона//Зарубежная радиоэлектроника. — 1980. — № 5. — С. 60—78.
182. **Безбородов Ю. М., Массалитин С. Ф.** Антенные устройства на диэлектрических резонаторах/Радиотехника. — 1986. — Т. 41, № 8. — С. 85—88.
183. **Безбородов Ю. М., Протопопов А. П., Шевчеико В. В.** Частотные детекторы на диэлектрических резонаторах//Радиотехника. — 1985. — № 5. — С. 53—56.
184. **А.** с. 647848 СССР, МКл²H03F7/100. Параметрический усилитель/Т. Н. Нарытник, В. Б. Федоров, В. И. Приймак. — Опубл. 1979, Бюл. № 6.
185. **Иванченко И. А., Ильчеико М. Е.** Характеристики микрополоскового транзисторного геиератора с полосовым диэлектрическим фильтром//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1985. — Вып. 9. — С. 15—21.
186. **Абрамов С. А., Царапкин Д. П.** Об использовании диэлектрических резонаторов с азимутальными колебаниями для стабилизации частоты транзисторных автогеиераторов//Стабилизация частоты и прецизионная радиотехника: Тез. докл. — М.: 1983. — Ч. 1. — С. 28—32.

187. **Генератор** миллиметрового диапазона, стабилизированный дисковым диэлектрическим резонатором/С. Н. Буньков, В. И. Константинов, В. Л. Масалов и др.//Радиотехника. — 1983. — Т. 38. — С. 66—67.
188. **А. с.** 673934 СССР, МКИ G 01 R 27/26. Способ измерения диэлектрической проницаемости и угла потерь высококачественных диэлектриков/В. Ф. Взятышев, В. С. Добромыслов. — Опубл. 1979, Бюл. № 26.
189. **А. с.** 139690 СССР, МКИ G 01 R 27/26. Способ измерения диэлектрической проницаемости и угла потерь высококачественных диэлектриков/В. Ф. Взятышев. — Опубл. 1961, Бюл. № 14.
190. **Использование** спектра резонансных частот диэлектрического резонатора для высокоточных измерений диэлектрической проницаемости в миллиметровом диапазоне волн/В. Ф. Взятышев, О. И. Гудков, В. С. Добромыслов и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 5. — С. 27—30.
191. **А. с.** 1107072 СССР, МКИ G 01 R 27/26. Диэлектрический резонатор для измерения комплексной диэлектрической проницаемости материалов на СВЧ/В. Ф. Взятышев, В. С. Добромыслов, А. Е. Береза. — Опубл. 1984, Бюл. № 29.
192. **Афромеев В. И., Миллер М. В., Ядыкин А. А.** Измерение высоких значений диэлектрической проницаемости с помощью волноводно-диэлектрических резонансов//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 7. — С. 50—51.
193. **Афромеев В. И.** Измерение электромагнитных параметров диэлектриков методом волноводно-диэлектрического резонанса//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1984. — Вып. 1. — С. 50—52.
194. **Нарытник Т. Н., Приймак В. И., Федоров В. Б.** Колебательные системы СВЧ с миниатюрными диэлектрическими резонаторами в усилительно-преобразовательных устройствах//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1985. — Вып. 7. — С. 15—21.
195. **Использование** диэлектрических резонаторов в приемопередатчиках СВЧ/Ю. М. Безбородов, А. А. Лнпатов, Т. Н. Нарытник и др.//Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах: Тез. докл. и сообщений. Саратов: Изд-во СГУ. — 1983. — С. 307.
196. **Безбородов Ю. М.** Принципы построения приемо-передающих устройств СВЧ на диэлектрических резонаторах//Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проблемы интегральной электроники СВЧ», 4—6 апреля 1984: Тез. докл. — Л. 1984. — С. 165.
197. **Сравнение** собственных добротностей волноводно-диэлектрических резонаторов различных типов/М. Н. Бергер, Б. Ю. Капилевич, Л. М. Мартынов и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1980. — Вып. 8. — С. 21—24.
198. **Веселов Г. И., Любимов А. А.** К теории диэлектрического волновода в цилиндрическом экране//Радиотехника и электроника. — 1963. — Т. 8, № 9. — С. 1530—1535.
199. **Kajfer D., Glisson A. W., James J.** Computed Modal Field Distributions for Isolated Dielectric Resonators//IEEE Trans. — 1984. — Vol. MTT-32, № 12. — P. 1609—1616.
200. **Kobayashi Y., Aoki T., Kabe Y.** Influence of Conductor Shields on the Q-factors of a $TE_{01\delta}$ Dielectric Resonator//IEEE Trans. — 1985. — Vol. MTT-33, № 13. — P. 1361—1365.
201. **Добромыслов В. С., Латышева И. Д.** Анализ погрешностей измерения параметров диэлектриков методом дискового диэлектрического резонатора//Тр. МЭИ. — 1977. — Вып. 341. — С. 63—67.
202. **Капилевич Б. Ю.** Численный расчет собственных частот резонатора с диэлектрическим слоем произвольного профиля проницаемости//Радиотехника и электроника. — 1986. — Т. 31, № 12. — С. 2343—2347.
203. **Буторин В. М.** Диэлектрический цилиндр произвольного радиуса и высоты в прямоугольном волноводе//Радиотехника и электроника. — 1986. — Т. 31, № 5. — С. 865—871.

204. **Hsu G., Auda H. A.** Multiple Dielectric Post in a Rectangular Waveguide// IEEE Trans. — 1986. — Vol. MTT-34, № 8. — P. 883—891.
205. **Gotsis N., Vafiadis E. E., Sahalos J. N.** The Discontinuity Problem of a Cylindrical Dielectric Post in a Waveguide and its Application on the Dielectric Constant Measurement of Liquids//Archiv für Elektrotechnik — 1985.— Bd. 68, № 4. — P. 249—257.
206. **Araneta J. C., Brodwin M. E., Kriegsmann A. G.** High-temperature Microwave Characterization of Dielectric Rods//IEEE Trans. — 1984. — Vol. MTT-32, № 10. — P. 1328—1335.
207. **Sahalos J. N., Vafiadis E. E.** On the Narrow-band Microwave Filter Design Using a Dielectric Rod//IEEE Trans. — 1985. — Vol. MTT-33, № 11. — P. 1165—1171.
208. **Бергер М. Н., Капилевич Б. Ю., Симин Н. С.** Добротность ячейки на запредельной волноводно-диэлектрической структуре//Труды ин-тов связи. Радиотехнические системы и устройства. — Л.: Изд-во ЛЭИС. — 1980. — С. 87—91.
209. **Snyder R. V.** New Application of Evanescent Mode Waveguide to Filter Design//IEEE Trans. — 1977. — Vol. MMT-25, № 12. — P. 1031—1021.
210. **Электродинамический анализ волноводно-диэлектрнческнх фильтров/В. П. Ляпин, М. Б. Манулов, Г. П. Синявскнй и др.//Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизнка. — 1986. — Т. 29, № 7. — С. 809—815.**
211. **Капилевич Б. Ю., Ищук А. А.** Анализ связанных двухмодовых волноводно-диэлектрическнх резонаторов//Радиотехника и электроника. — 1986. — Т. 31, № 4. — С. 644—649.
212. **Капилевич Б. Ю.** Разрежение спектра волноводно-диэлектрического резонатора//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1987. — Т. 30. № 1. — С. 83—85.
213. **Добромыслов В. С., Кузнецов А. П.** Расчет лейкосапфировых резонаторов с азимутальнымн колебаниями//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1987. — Вып. 6. — С. 21—23.
214. **Экранированные** дпэлектрические резонаторы с азимутальными колебаниями/В. Ф. Взятышев, В. С. Добромыслов, В. И. Калиничев и др.//Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. — 1987. — Т. 30, № 1. — С. 79—88.
215. **Измерение** дпэлектрической проницаемостн полимерных пленок с помощью дисковых диэлектрических резонаторов/Е. В. Быков, А. П. Геппе, В. С. Добромыслов и др.//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1986. — Вып. 6. — С. 61—64.
216. **Ильченко М. Е., Старков М. А.** Типовой конструктивный ряд цилиндрических диэлектрических резонаторов//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1984. — Вып. 4. — С. 14—19.
217. **Ильченко М. Е., Живков А. П.** Полосовые фильтры на диэлектрических резонаторах//IV Национальная конф. по микроволновой технике с зарубежным участием «Микро-87». — ЧССР, Братислава, 1987. — Т.2. — С. 131—132
218. **А. с.** 1396184 СССР, МКИ[4] Н 01 Р 1/20. **Волноводный полосовой фильтр** М. Е. Ильченко, А. П. Живков. — Опубл. 1988, Бюл. № 18.
219. **А. с.** 1429202 СССР, МКИ[4] Н 01 Q 15/24. Резонансный диэлектрический излучатель СВЧ/М. Е. Ильченко, А. П. Живков, М. А. Старков. — Опубл. 1988, Бюл. № 37.
220. **А. с.** 1417082 СССР, МКИ[4] Н 01 Р 1/20. Режекторный фильтр/М. Е. Ильченко, А. П. Живков. — Опубл. 1988, Вып. № 30.
221 **А. с.** 1343469 СССР, МКИ[4] Н 01 Р 1/213. Направленный фильтр/М. Е. Ильченко, А. П. Живков. — Опубл. 1987, Бюл. № 37.
222. **Ильченко М. Е., Живков А. П.** Микроволновые фильтры повышенной избирательности на диэлектрическнх резонаторах//VIII Краевая микроволновая конф. «Микон-88». — ПНР, Гданьск, 3—7. X. 1988. — С. 362—166.
223. **Добромыслов В. С.** Колебания в металлодиэлектрическом резонаторе с лейкосапфировым стержнем//Радиотехника и электроника. — 1988. — Т. 33, № 4. — С. 705—716.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

АК — азимутальные колебания
АЛТК — керамика на основе алюмината лантана и титаната кальция
АП — активный прибор
АЧХ — амплитудно-частотная характеристика
ВДР — волноводно-диэлектрический резонатор
ВДР ЗВ — волноводно-диэлектрический резонатор на основе запредельного волновода
ВДР РВ — волноводно-диэлектрический резонатор на основе волновода с распространяющейся волной
ВДФ — волноводно-диэлектрический фильтр
ГР — гиромагнитный резонатор
ДБНТ — дибариевый нонатитанат
ДВ — диэлектрический волновод
ДДР — дисковый диэлектрический резонатор
ДН — диаграмма направленности
ДР — диэлектрический резонатор
ДР АК — диэлектрический резонатор, использующий азимутальные колебания высокого порядка
ДР НК — диэлектрический резонатор, использующий низшие виды электромагнитных колебаний
ДРК — диэлектрический резонатор в форме куба
ДРШ — диэлектрический резонатор в форме шара
ДЭ — диэлектрический элемент
ЗВ — запредельный волновод
ЗДР — закрытый диэлектрический резонатор
ЗФ — заграждающий фильтр
КДР — кольцевой диэлектрический резонатор
КСВН — коэффициент стоячей волны по напряжению
КУ — коэффициент усиления
ЛК — лепестковые колебания
ЛКС — линейный коэффициент связи
МДР — металлодиэлектрический резонатор
МПЛ — микрополосковая линия
МР — металлический резонатор
МПХ — максимально плоская характеристика
МЧО — метод частичных областей
МЭ — металлический элемент
НК — низшие колебания
НЧ — низкочастотный

НЭ — нелинейный элемент
ОДР — открытый диэлектрический резонатор
ПД — передатчик
ПДР — прямоугольный диэлектрический резонатор
ПК — показатели качества
ПП — полупроводниковый прибор
ППУ — приемопередающее устройство
ПР — приемник
ПФ — полосно-пропускающий (полосовой) фильтр
РВ — распространяющаяся волна
РРС — радиорелейная станция
СВЧ — сверхвысокочастотный
СН — согласованная нагрузка
ТБНС — диэлектрик на основе титаната бария, неодима и самария
ТКε — температурный коэффициент диэлектрической проницаемости материала ДР
ТКЛР — температурный коэффициент линейного расширения материала ДР
ТКtgδ — температурный коэффициент тангенса угла потерь
ТЛ — керамика на основе титана и лантана
ТТБ — тетратитанат бария
ФМК — фильтр, оптимальный по максимуму крутизны склонов АЧХ
ФМН — фильтр, оптимальный по минимуму неравномерности АЧХ вблизи центральной частоты полосы пропускания
ФМФ — фильтр, оптимальный по минимуму неравномерности фазочастотной характеристики
ФМП — фильтр, оптимальный по минимуму вносимых потерь
ФОС — фильтр, оптимальный по согласованию
ФЦ — ферритовый циркулятор
ЦДР — цилиндрический диэлектрический резонатор
ЧД — частотный детектор
ЧРУ — частотно-разделительное устройство
ЭДП — эффективная диэлектрическая проницаемость
ЭДР — экранированный диэлектрический резонатор
ЭС — электродинамическая система

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3
Предисловие редактора 4

Глава первая. **Разновидности диэлектрических резонаторов** . . 6

1.1. Классификация диэлектрических резонаторов 6
1.2. Материалы для диэлектрических резонаторов 8
1.3. Диэлектрические резонаторы, используемые на низших типах колебаний 12
1.4. Диэлектрические резонаторы, используемые на азимутальных типах колебаний 19
1.5. Волноводно-диэлектрические резонаторы 24
1.6. Показатели качества резонаторов 29

Глава вторая. **Низшие электромагнитные колебания открытых цилиндрических диэлектрических резонаторов** 32

2.1. Виды электромагнитных колебаний резонаторов 33
2.2. Электродинамическая модель для расчета симметричных колебаний резонатора 34
2.3. Резонансные частоты 43
2.4. Электромагнитные поля 53
2.5. Низшие гибридные электромагнитные колебания резонаторов . 59
2.6. Энергетические характеристики 62

Глава третья. **Низшие электромагнитные колебания открытых кольцевых диэлектрических резонаторов** 66

3.1. Электродинамическая модель для расчета симметричных колебаний резонатора 66
3.2. Резонансные частоты 69
3.3. Электромагнитные поля основного типа колебаний 75
3.4. Радиационная добротность 79

Глава четвертая. **Открытые диэлектрические резонаторы различных форм** 80

4.1. Низшие электромагнитные колебания диэлектрического шара . 81
4.2. Резонансные частоты различных типов колебаний в двухслойном шаре 87
4.3. Резонансные свойства диэлектрических эллипсоидов вращения 89
4.4. Низшие электромагнитные колебания в прямоугольных резонаторах 91
4.5. Диэлектрические резонаторы сложной формы 95

Глава пятая. **Открытые диэлектрические резонаторы с азимутальными колебаниями** 98

5.1. Связь параметров волн и колебаний 98

5.2. Азимутальные волны «шепчущей галерен» в цилиндре . . . 99
5.3. Азимутальные колебания в цилиндре. 102
5.4. Азимутальные колебания в дисковых диэлектрических резонаторах 104
5.5. Дисковые диэлектрические резонаторы из монокристаллов . . 106
5.6. Резонаторы с искусственной анизотропией 108
5.7. Энергетические характеристики колебаний и их связь с дисперсионными характеристиками волн 110

Глава шестая. **Электромагнитные колебания диэлектрических резонаторов в экранированных электродинамических системах** 113

6.1. Цилиндрический резонатор в плоско-параллельном экране . . 113
6.2. Цилиндрический резонатор в круглом соосном экране . . . 124
6.3. Азимутальные колебания в экранированном диэлектрическом резонаторе 134
6.4. Подстройка частоты экранированных цилиндрических резонаторов металлическими и диэлектрическими элементами . . . 139

Глава седьмая. **Волноводно-диэлектрические резонаторы** . . . 145

7.1. Характеристики резонаторов с запредельными связями . . . 145
7.2. Волноводно-диэлектрические резонансные структуры в волноводах 154
7.3. Сравнение различных типов волноводно-диэлектрических резонаторов 156

Глава восьмая. **Закономерности явлений в цепях СВЧ с диэлектрическим резонатором** 158

8.1. Параметры, характеризующие связь резонатора с линией передачи 158
8.2. Характеристики электродинамических структур с одним диэлектрическим резонатором 164
8.3. Коэффициенты связи диэлектрических резонаторов с линиями передачи 169
8.4. Характеристики вынужденных колебаний волноводно-диэлектрических резонаторов 173
8.5. Распределенная связь открытого диэлектрического резонатора с диэлектрическим волноводом 186

Глава девятая. Взаимная связь двух диэлектрических резонаторов 188

9.1. Параметры взаимной связи диэлектрических резонаторов 188
9.2. Характеристики двухрезонаторной диэлектрической структуры в согласованной линии передачи 191
9.3. Основные свойства двухрезонаторных полосно-пропускающих структур 198
9.4. Коэффициенты взаимной связи диэлектрических резонаторов . 202
9.5. Взаимная связь волноводно-диэлектрических резонаторов . . 208
9.6. Взаимная связь азимутальных колебаний открытых диэлектрических резонаторов 220

Глава десятая. **Диэлектрические фильтры СВЧ** 222

10.1. Разновидности конструкций фильтров, их параметры и методы расчета 222
10.2. Расчет диэлектрических фильтров с использованием низкочастотных прототипов 231
10.3. Характеристики передачи и отражения многорезонаторных фильтров 235

10.4. Основы оптимального синтеза фильтров по обобщенным коэффициентам связи 240
10.5. Практическая реализация фильтров с диэлектрическими резонаторами 246

Глава одиннадцатая. **Волноводно-диэлектрические фильтры** . . 253

11.1. Методы инженерного расчета волноводно-диэлектрических фильтров 253
11.2. Синтез фильтров с использованием модели резонансного звена волноводно-диэлектрического фильтра 256
11.3. Синтез фильтров с использованием низкочастотных прототипов 259
11.4. Фильтры с повышенной частотной избирательностью . . . 271
11.5. Практическая реализация волноводно-диэлектрических фильтров 277

Глава двенадцатая. **Диэлектрические резонаторы в технике СВЧ** 281

12.1. Области применений диэлектрических резонаторов в технике СВЧ 281
12.2. Частотно-разделительные устройства 284
12.3. Антенные устройства 288
12.4. Устройства с резонаторами и полупроводниковыми элементами для обработки СВЧ-сигналов 292
12.5. Твердотельные генераторы, стабилизируемые диэлектрическими резонаторами 297
12.6. Применение диэлектрических резонаторов для измерения параметров материалов 300
12.7. Радиотехнические системы с использованием диэлектрических резонаторов 305
Заключение 308
Список литературы 312
Список сокращений 323

Научное издание

ИЛЬЧЕНКО МИХАИЛ ЕФИМОВИЧ, ВЗЯТЫШЕВ ВИКТОР ФЕОДОСЬЕВИЧ, ГАССАНОВ ЛЕВ ГАССАНОВИЧ, БЕЗБОРОДОВ ЮРИЙ МАКСИМОВИЧ, БЕРГЕР МИХАИЛ НОЕВИЧ, ДОБРОМЫСЛОВ ВЛАДИМИР СЕРГЕЕВИЧ, КАПИЛЕВИЧ БОРИС ЮЛИАНОВИЧ, НАРЫТНИК ТЕОДОР НИКОЛАЕВИЧ, ФЕДОРОВ ВЛАДИМИР БОРИСОВИЧ, ЧЕРНИЙ БОРИС СТЕПАНОВИЧ

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Заведующий редакцией Ю. Н. Рысев
Редактор Н. Н. Кузнецова
Переплет художника В. Е. Карпова
Художественный редактор Н. С. Шеин
Технический редактор Л. А. Горшкова
Корректор Т. В. Дземидович

ИБ № 1155

Сдано в набор 28.12.88 Подписано в печать 14.03.89
Т-07769 Формат 60×90/16 Бумага кн.-журн. № 2 Гарнитура литературная
Печать высокая Усл. печ. л. 20,5 Усл. кр.-отт. 20,5 Уч.-изд. л. 23,65
Тираж 3900 экз. Изд. № 21211 Зак. № 188 Цена 4 р.30 к.
Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

Типография издательства «Радио и связь». 101000 Москва, ул. Кирова, д. 40

И 2302020300-096
046(01)-89 8-89