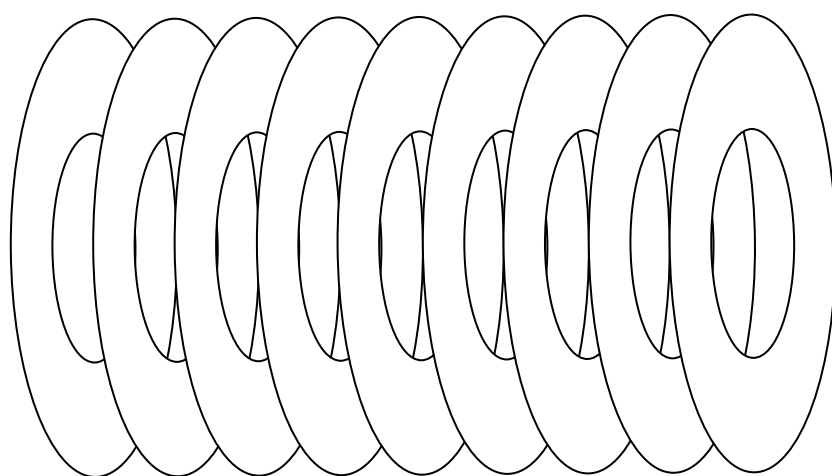


**Н.А. Малков**

**ГИРОТРОПНЫЕ СРЕДЫ  
В ТЕХНИКЕ СВЧ**



◆ Издательство ТГТУ ◆

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Государственное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
**"Тамбовский государственный технический университет"**

**Н.А. Малков**

**ГИРОТРОПНЫЕ СРЕДЫ  
В ТЕХНИКЕ СВЧ**

*Утверждено Ученым советом университета  
в качестве учебного пособия  
для студентов 4 курса специальности 210201*



---

Тамбов  
Издательство ТГТУ  
2005

УДК 621.385.6(07)  
ББК ←840.4я73  
М19

Р е ц е н з е н т

Доктор физико-математических наук, профессор  
*В.А. Федоров*

**Малков Н.А.**

М19 Гиротропные среды в технике СВЧ: Учеб. пособие.  
Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2005. 104 с.

Изложены основные представления о процессах взаимодействия электромагнитных колебаний с намагниченными ферритами, которые затем используются при описании принципа действия и параметров приборов СВЧ на ферритах.

Предназначено для студентов 4 курса дневной и заочной форм обучения по специальности 210201 "Проектирование и технология радиоэлектронных средств" и рекомендуется в качестве основного теоретического материала по курсу "Техническая электродинамика".

УДК 621.385.6(07)

ББК ←840.4я73

ISBN 5-8265-0381-5

Малков Н.А., 2005

©

© Тамбовский государственный  
технический университет  
(ТГТУ), 2005

Учебное издание

МАЛКОВ Николай Аркадьевич

ГИРОТРОПНЫЕ СРЕДЫ В ТЕХНИКЕ СВЧ

Учебное пособие

Редактор З.Г. Чернова

Инженер по компьютерному макетированию М.Н. Рыжкова

Подписано к печати 05.10.2005.

Формат 60 × 84/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Гарнитура Times New Roman. Объем: 6,05 усл. печ. л.; 6,3 уч.-изд. л.

Тираж 100 экз. С. 674

Издательско-полиграфический центр  
Тамбовского государственного технического университета  
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14

## ВВЕДЕНИЕ

Вращение плоскости поляризации электромагнитной волны (эффект Фарадея) является характерным признаком гиротропных сред. К таким средам относятся все среды, параметры которых описываются асимметричным тензором проницаемости (диэлектрической или магнитной). Например, для магнитной проницаемости

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -j\mu_a & 0 \\ j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix}.$$

Впервые гиромангнитные явления были обнаружены в оптике при прохождении света через диэлектрик, помещенный в магнитное поле. Однако наиболее сильно проявляются магнитооптические явления в ферромагнитных материалах. Угол поворота плоскости поляризации в прозрачных тонких ферромагнитных пленках на несколько порядков выше, чем в неферромагнитных материалах.

Решающее значение для практического использования гиромангнитных эффектов имело исследование свойств и овладение технологией изготовления ферритов, т.е. ферромагнитных диэлектриков или проводников. Их слабая проводимость (в  $10^{11} \dots 10^{13}$  раз меньше, чем у ферромагнитных металлов) обеспечивает относительно малые потери и затухание электромагнитных волн, позволяя в наиболее чистом виде реализовать взаимодействие электромагнитных колебаний с ферромагнитной средой. С этим связано широкое использование многочисленных ферритовых устройств в технике сверхвысоких частот (СВЧ). Использование ферритов позволяет создать такие элементы электрической цепи, которые отличаются необратимостью (не удовлетворяют принципу взаимности) и высокой скоростью управления режимом цепи: быстродействующие переключатели, циркуляторы, модуляторы, перестраиваемые по частоте фильтры, ослабители, смесители, генераторы, преобразователи частоты, параметрические усилители и прочее. По этой причине свойства гиротропных сред в дальнейшем целесообразно излагать применительно к ферритам.

## 1 МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ

### 1.1 ПРИРОДА МАГНЕТИЗМА

Магнитные свойства веществ определяются величиной и характером взаимодействия магнитных моментов атомов или ионов, из которых они образованы.

Элементарными носителями магнетизма в атоме являются электроны и ядро. Ядерный магнетизм дает весьма малый вклад в магнитные свойства веществ и им, как правило, пренебрегают. Магнитный момент многоэлектронного атома обусловлен геометрической суммой спиновых и орбитальных моментов всех его элементов.

Спиновый магнитный момент электрона  $\vec{m}_s$ , как и его механический момент импульса (спин)  $\vec{S}$ , следует рассматривать как свойство, присущее этой микрочастице (подобно заряду и массе). Векторы  $\vec{m}_s$  и  $\vec{S}$  связаны через коэффициент пропорциональности  $\gamma_s = 1,76 \cdot 10^{11}$  Кл/кг, называемый гиромангнитным отношением электронов, т.е.

$$\vec{m}_s = -\gamma_s \vec{S}. \quad (1.1)$$

Орбитальный магнитный  $\vec{m}_r$  и механический  $\vec{p}_r$  моменты электрона обусловлены его движением по замкнутой орбите вокруг ядра.

В свободном атоме орбитальное движение электронов может давать существенный вклад в его полный магнитный момент. В твердом теле магнитный момент иона  $\vec{m}_и$  определяется не только электронами, принадлежащими данному иону, но и их взаимодействием с другими ионами. В результате этого взаимодействия вклад орбитальных магнитных моментов электронов уменьшается, а иногда оказывается пренебрежимо малым. Поэтому магнитные моменты ионов твердых тел в основном определяются суммой спиновых магнитных моментов электронов. Существенную роль при этом играет распределение электронов по энергетическим уровням атома.

Рассмотрим в качестве примера заполнение электронами энергетических уровней в атоме железа, имевшего в периодической системе элементов Д.И. Менделеева атомный номер 26 и входящего в груп-

пу переходных элементов четвертого периода.

Электронная оболочка в атоме железа состоит из четырех слоев, соответствующих значениям главного квантового числа  $n = 1, 2, 3, 4$  (рис. 1.1).

Каждый слой содержит определенное число энергетических уровней, связанных со значениями орбитального квантового числа, обозначаемых буквами s, p и d. Уровни 1s, 2s, 2p, 3s и 3p полностью заполнены восемнадцатью электронами, спины которых компенсируют друг друга.

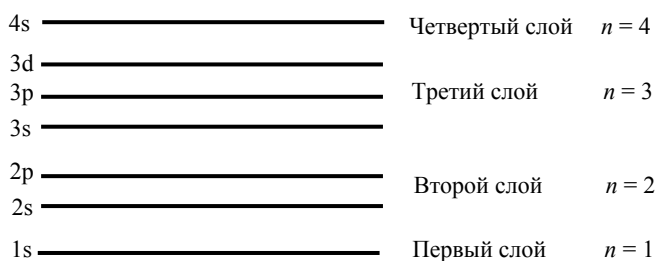


Рис. 1.1

Остальные 8 электронов распределены между 3d и 4s уровнями так, что 4s уровень заполнен полностью (два электрона с антипараллельными спинами), а 3d уровень – частично (шесть электронов при максимально возможном их числе 10). Спины этих шести электронов ориентированы таким образом, что число нескомпенсированных спинов равно четырем (см. рис. 1.1).

Этот факт отражает общую закономерность, которая формулируется как правило Гунда: спины электронов на частично заполненных электронных оболочках должны быть ориентированы таким образом, чтобы атом (или ион) имел максимально возможное число неспаренных спинов. Такое заполнение электронами энергетических уровней соответствует минимально возможному значению полной энергии данного атома (иона).

Двухзарядный ион  $Fe^{2+}$ , у которого отсутствуют оба электрона на 4s уровне, имеет такой же суммарный спиновый магнитный момент, как и нейтральный атом Fe. Спиновый магнитный момент трехзарядного иона  $Fe^{3+}$ , в котором отсутствуют два электрона на 4s уровне и один электрон на 3d уровне, должен быть, согласно правилу Гунда, больше, чем у  $Fe^{2+}$ . Эти оценки согласуются с экспериментальными и расчетными данными.

Из рассмотрения магнитных свойств других элементов следует, что ненулевые значения спинового магнитного момента обнаруживают те атомы и ионы, у которых имеются частично заполненные энергетические уровни. Такие атомы и ионы называются магнитными. Наибольшие значения магнитного момента имеют ионы элементов, образующих переходные группы железа, палладия и платины, а также ионы редкоземельных элементов – лантаноидов. Немагнитными, т.е. обладающими нулевым магнитным моментом, являются атомы инертных газов, ионы щелочноземельных элементов, а также другие атомы и ионы, энергетические уровни которых полностью заполнены электронами. Магнитный ион, помимо спинового магнитного момента, обладает также механическим моментом  $\vec{p}_n$ , величина которого определяется суммарным спином его электронов. Поэтому, как и для отдельного электрона, имеет место связь между  $\vec{m}_n$  и  $\vec{p}_n$  через гиромагнитное отношение  $\gamma_n \approx \gamma_s$ .

## 1.2 ВИДЫ МАГНЕТИЗМА

Характеристиками магнитного поля в среде является вектор напряженности  $\vec{H}$  и вектор индукции  $\vec{B}$ . Вектор  $\vec{H}$  имеет размерность "ампер на метр" [А/м] и определяет момент сил, действующих со стороны поля на магнитный диполь. Вектор  $\vec{B}$  имеет размерность "тесла" [Тл] и определяет силу, действующую на электрический заряд, равномерно движущийся в магнитном поле (сила Лоренца).

В вакууме  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ , где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная проницаемость вакуума. В твердом теле  $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$ , где  $\vec{M}$  – вектор намагниченности, равный геометрической сумме магнитных моментов атомов и ионов, находящихся в единице объема. В случаях, когда вектор  $\vec{M}$  пропорционален  $\vec{H}$ , т.е.  $\vec{M} = \chi \vec{H}$ , безразмерный коэффициент  $\chi$  называют магнитной восприимчивостью. Магнитная проницаемость в этих случаях связана с восприимчивостью соотношением

$$\mu = \mu_0(1 + \chi). \quad (1.2)$$

Вещества, не содержащие магнитных атомов и ионов, называются диамагнетиками. Магнитная восприимчивость диамагнетиков отрицательна и мала по абсолютной величине:  $\chi = 10^{-5} \dots 10^{-6}$ . Вещества, содержащие магнитные атомы и ионы, которые не взаимодействуют между собой, называются парамагнетиками. В отсутствие внешнего магнитного поля тепловое движение приводит к хаотической ориентации элементарных магнитных моментов, вследствие чего намагниченность парамагнетика оказывается равной нулю. Внешнее магнитное поле вносит некоторую упорядоченность в ориентацию магнитных моментов, что приводит к конечным значениям намагниченности. Магнитная восприимчивость парамагнетиков положительна и обратно пропорциональна абсолютной температуре. При комнатной температуре типичными для парамагнетиков являются значения  $\chi \approx 10^{-2} \dots 10^{-5}$ . Таким образом, как у пара-, так и у диамагнетиков, намагниченность имеет индуцированный характер.

Существует обширный класс твердых тел, у которых упорядоченность в ориентации магнитных моментов ионов имеет место в отсутствие внешнего поля. Определяющим фактором здесь является взаимодействие между соседними магнитными ионами, благодаря чему магнитный момент каждого иона ориентирован не произвольно, а в соответствии с ориентацией магнитных моментов окружающих его ионов. В результате возникают макроскопических размеров области (домены), в пределах которых намагниченность имеет конечную величину при  $H = 0$ . В этих случаях говорят о спонтанной намагниченности, значение которой в пределах каждого домена соответствует намагниченности насыщения при данной температуре  $M_S(T)$ . Величина и характер зависимости  $M_S(T)$  определяются типом упорядоченной структуры элементарных магнитных моментов.

Для ферромагнетиков типична параллельная ориентация моментов, обусловленная так называемым положительным обменным взаимодействием близко расположенных одинаковых магнитных ионов. Взаимодействие в данном случае является следствием частичного перекрытия электронных оболочек этих ионов. Тепловые колебания решетки нарушают магнитную упорядоченность. Поэтому максимальное значение  $M_S$  достигается при  $T = 0$ . Выше определенной для данного ферромагнетика температуры энергия обменного взаимодействия становится меньше энергии тепловых колебаний ионов и самопроизвольное магнитоупорядоченное состояние вещества разрушается. Эта температура носит название температуры Кюри ( $T_c$ ). При  $T > T_c$   $M_S = 0$  и ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние (рис. 1.2).

Иной тип магнитоупорядоченной структуры реализуется в ферримагнетиках. Этот термин был введен в 1948 г. Неелем, который заложил основы современных представлений о физике ферримагнетизма. Простейшая модель ферримагнетика представляет собой кристаллическую решетку, в которой магнитные моменты соседних ионов различны по величине и за счет обменного взаимодействия ориентированы в противоположных направлениях. Типичным для ферримагнетиков является так называемое косвенное обменное взаимодействие, осуществляемое путем частичного перекрытия электронных оболочек взаимодействующих магнитных ионов с электронной оболочкой расположенного между ними немагнитного иона. Для описания свойств ферримагнетиков используют понятие о взаимодействующих между собой магнитных подрешетках, содержащих магнитные ионы одного сорта. В пределах одной подрешетки магнитоупорядоченное состояние соответствует ферромагнитному типу и характеризуется зависимостью  $M_j(T)$ , аналогичной представленной на рис. 1.2.

Результирующее значение намагниченности насыщения ферримагнетика определяется как геометрическая сумма намагниченностей его подрешеток. Температура, при которой магнитоупорядоченное состояние ферримагнетика разрушается, называется температурой Нееля –  $T_n$ .

В частном случае структуры, когда намагниченности противоположны по знаку, антиферромагнетизм.

Ферриты по магнитным свойствам

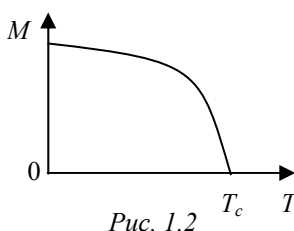


Рис. 1.2

двухподрешеточной магнитной подрешеток одинаковы по величине и используют термин антиферромагнетизм. являются ферримагнетиками.

### 1.3 СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ-ШПИНЕЛЕЙ И ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Большинство используемых в современных СВЧ приборах ферритов имеют кристаллическую структуру шпинели или граната.

Ферриты-шпинели имеет химическую формулу  $Me^{2+} + OFe_2^3O_3$ , где  $Me^{2+}$  – катион двухвалентного металла. Это название происходит от природного минерала шпинель, аналогичного по типу кристаллической решетки. В кристаллах типа шпинели анионы кислорода образует кубическую решетку. Внутри этой решетки существует два вида положений, которые могут занимать катионы металлов: либо в центрах тетраэдров, либо в центрах октаэдров, вершины которых соответствуют узлам кислородной решетки (рис. 1.3). Положения первого вида называется тетраэдрическими узлами (см. рис. 1.3, а), положения второго – октаэдрическими узлами (см. рис. 1.3, б).

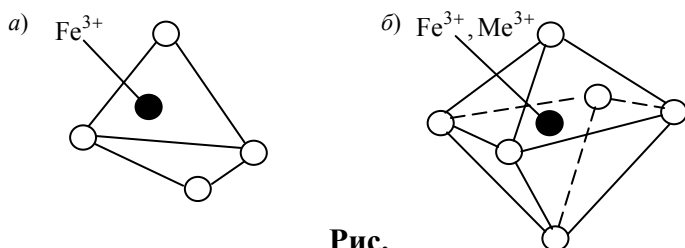


Рис.

Элементарная кристаллическая ячейка шпинели содержит 8 формульных единиц и включает в себя 32 аниона  $O^{2-}$ , 16 катионов  $Fe^{3+}$  и 8 катионов  $Me^{2+}$ . В ферритах-шпинелях ионы  $Fe^{3+}$  занимают в каждой ячейке 8 тетраэдрических и 8 октаэдрических узлов, а ионы  $Me^{2+}$  – 8 октаэдрических узлов. Между ионами, находящимися в тетраэдрических и октаэдрических узлах имеет место сильное косвенное обменное взаимодействие, осуществляемое через общий для этих структурных элементов ион  $O^{2-}$ . В результате магнитные моменты ионов  $Fe^{3+}$  и  $Me^{2+}$  ориентируется антипараллельно, образуя две магнитные подрешетки: "А" – ионы в тетраэдрических узлах и "В" – ионы в октаэдрических узлах. Намагниченность насыщения такого феррита  $M_s = M_a - M_b$  и определяется магнитным моментом и концентрацией катионов  $Me^{2+}$ , так как магнитные моменты катионов  $Fe^{3+}$ , одинаковое число которых входит в подрешетки "А" и "В", взаимно компенсируют друг друга. Намагниченность насыщения и температуру Нееля ферритов-шпинелей можно в достаточно широких пределах изменять путем замещения в процессе синтеза части магнитных ионов на ионы других металлов. Наибольшее распространение получили ферриты-шпинели  $MgOFe_2O_3$  и  $NiOFe_2O_3$ , а также твердые растворы на их основе.

Ферриты со структурой граната изоморфны природным гранатам (пиропы, андрадиты и др.). Их химическая формула имеет вид  $Me^{3+}Fe^{3+}(Fe^{3+}O_4)_3$ , где  $Me^{3+}$  – трехвалентный ион иттрия или ион группы редкоземельных элементов. Элементарная кристаллическая ячейка граната имеет форму куба и содержит 8 формульных единиц. В ней можно выделить в качестве основных структурных элементов 24 тетраэдра,

16 октаэдров и 24 додекаэдра (двенадцатигранника), вершинам которых соответствуют центры ионов  $O^{2-}$ . Пространственное положение этих элементов таково, что их вершины совпадают, т.е. один и тот же ион  $O^{2-}$  входит одновременно в каждый из них. В центре каждого структурного элемента (узле) расположены катионы металлов, причем ионы  $Fe^{3+}$  занимают тетраэдрические и октаэдрические узлы (положения "А" и "В" соответственно), а ионы  $Me^{3+}$  – додекаэдрические (положение "С").

Косвенное обменное взаимодействие между ионами металлов осуществляется через ионы кислорода, общие для соответствующих структурных элементов. Наиболее сильным является взаимодействие между ионами  $Fe^{3+}$ , находящимися в положениях "А" и "В", за счет чего возникает упорядоченная магнитная структура с антипараллельной ориентацией магнитных моментов.

В иттриевом феррите-гранате (ИЖГ) ионами  $Me^{3+}$  являются немагнитные ионы  $Y^{3+}$ . Поэтому намагниченность насыщения этого материала определяется разностью  $M_s = M_a - M_b$ , а магнитный момент элементарной ячейки равен восьми нескомпенсированным магнитным моментам ионов  $Fe^{3+}$ , занимающих положения "А".

При частичном или полном замещении ионов  $Y^{3+}$  на ионы других металлов группы редких земель, обладающие магнитным моментом, в феррите-гранате образуется третья магнитная подрешетка с намагниченностью  $\bar{M}_c$ . Величина  $M_c$  зависит от концентрации и типа замещающих ионов, а направление  $\bar{M}_c$  противоположно  $\bar{M}_b$  вследствие преобладающего влияния косвенного обменного взаимодействия между этими ионами и ионами  $Fe^{3+}$ , находящимися в положениях "В". Намагниченность насыщения в этом случае определяется выражением  $M_s = M_a - M_b + M_c$ . Примером феррита-граната с тремя магнит-

ными решетками является гадолиниевый феррит-гранат (ГЖГ)  $Gd_3Fe(FeO_4)_3$ . Для зависимости  $M_S(T)$  в ГЖГ характерно наличие так называемой точки компенсации – температуры  $T_k < T_n$  при которой  $M_S = 0$ . При этом, в отличие от точки  $T = T_n$ , в материале существует упорядоченная магнитная структура.

Как и в шпинелях, в ферритах-гранатах можно изменять вид и параметры зависимости  $M_S(T)$  путем изменения состава магнитных ионов. Обычно с этой целью в исходном феррите-гранате замещают ионы, занимающие положения "С".

#### 1.4 ФЕРРИТ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

При изучении свойств ферритов во внешнем магнитном поле обнаруживается анизотропия магнитных свойств или магнитная анизотропия. В отсутствие внешнего магнитного поля вектор намагниченности  $\vec{M}_S$  в однородном кристалле феррита самопроизвольно ориентируется вдоль определенных кристаллографических осей, называемых осями легкого намагничивания (легкими осями). Для изменения направления  $\vec{M}_S$  необходимо затратить определенную энергию путем приложения внешнего магнитного поля. Направления, в которых эта энергия максимальна, называется осями трудного намагничивания (трудными осями). В ферритах-шпинелях легкими осями являются пространственные диагонали элементарной кристаллической ячейки – направление. Для количественной оценки магнитной анизотропии используют значения внутреннего магнитного поля кристаллографической анизотропии  $H_A$ , которое для данного феррита зависит от направления и температуры. Для ферритов-гранатов при  $T = 293$  К характерны значения  $H_A = 3 \dots 10$  кА/м. Наибольшие значения  $H_A = 10^3$  кА/м реализуются в так называемых гексаферритах со структурой магнето-плюмбита.

Для образцов конечных размеров, изготовленных из моно- или поликристаллов ферритов, характерна доменная структура. Домен представляет собой макроскопическую область (линейный размер  $1 \dots 100$  мкм), в пределах которой направление  $\vec{M}_S$  сохраняется неизменным. В отсутствие внешнего поля образец разбивается на большое число доменов, намагниченности которых ориентированы так, что их геометрическая сумма равна нулю. Образец при этом не создает в окружающем пространстве магнитного поля и его состояние называют ненамагниченным. При приложении достаточно большого внешнего поля происходит ориентация намагниченностей всех доменов в направлении поля, в результате чего образец переходит в намагниченное до насыщения состояние.

Процесс намагничивания феррита характеризуется кривой намагничивания, представляющей собой зависимость величины индукции магнитного поля в феррите  $B_i$  от напряженности прикладываемого магнитного по-

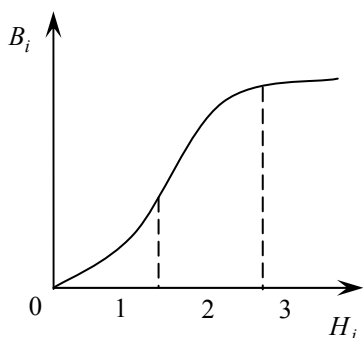


Рис. 1.4

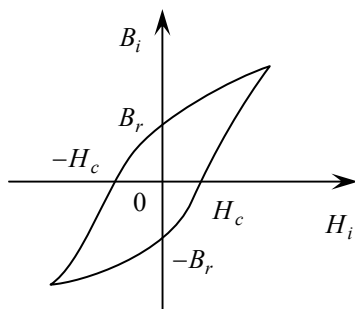


Рис. 1.5

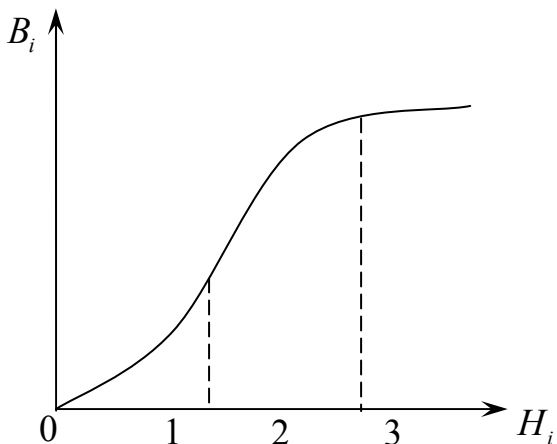


Рис. 1.4

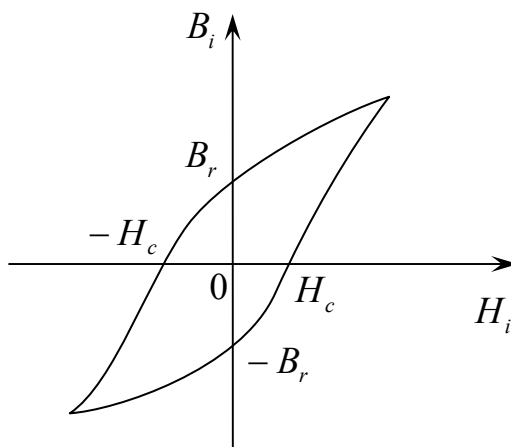


Рис. 1.5



ля  $H_i$ , (рис. 1.4). Вид кривой намагничивания зависит от исходного состояния материала. Кривая, получаемая при исходном ненамагниченном состоянии, называется основной, ее типичный вид представлен на рис. 1.4. В области небольших значений  $H_i$  ход кривой определяют процессы смещения границ доменов (участок 1), с увеличением  $H_i$  происходит поворот векторов намагниченности доменов в направлении поля (участок 2); линейному участку 3 зависимости  $B_i(H_i)$  соответствует полное насыщение феррита.

Зависимость  $B_i(H_i)$  при циклическом перемагничивании называется петлей гистерезиса, характерными параметрами которой являются коэрцитивное поле  $H_c$  и остаточная индукция  $B_r$  (см. рис. 1.5). В зависимости от величины  $H_c$  различают магнитомягкие ( $H_c \cong 0$ ) и магнитотвердые ( $|H_c| > 0$ ) материалы. Большинство используемых в настоящее время СВЧ ферритов относятся к магнитомягким материалам.

## 2 Волны в гиромагнитной среде

### 2.1 ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Для описания волнового электромагнитного процесса достаточно рассмотреть систему уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{E} &= -d\vec{B}/dt; \\ \text{rot} \vec{H} &= d\vec{D}/dt + \vec{j}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

дополненную материальными уравнениями среды. В случае феррита материальные уравнения имеют вид  $\vec{B} = \hat{\mu} \vec{H}$ ;  $\vec{D} = \epsilon_\phi \vec{E}$ ; плотность тока  $\vec{j} = 0$ . Будем искать решения (2.1) в форме бегущих волн с временной и координатной зависимостью вида  $e^{i\omega t}$ ,  $e^{-ikr}$ , где  $\vec{K}$  – волновой вектор, направление которого определяет направление распространения волны. Напомним, что длина волны равна  $2\pi/|\vec{K}|$ , а фазовая скорость волны  $v_\phi = \omega/|\vec{K}|$ . Целью анализа является получение зависимости  $K(\omega)$ , называемой дисперсионным соотношением и позволяющей определить основные параметры волнового процесса.

Для гармонического возмущения уравнения Максвелла примут вид

$$\begin{aligned} -i\vec{K} \cdot \vec{E} &= -i\omega \hat{\mu} \vec{H}; \\ -i\vec{K} \cdot \vec{H} &= i\omega \epsilon_\phi \vec{E}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь и далее под  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  будем понимать переменные составляющие полей. Статические составляющие полей выпадают в результате операций дифференцирования. При анализе волновых процессов будем использовать полученный ранее тензор магнитной проницаемости, сделав предварительно следующее уточнение.

Вычисление компонент тензора  $\hat{\mu}$  выполняется на основе концепции однородного молекулярного поля. Однако эта концепция не учитывает возможных пространственных неоднородностей намагниченности. Это приближение носит название приближения однородного обмена, а слагаемое  $\lambda_\phi \vec{M}_S$  – поля однородного обменного взаимодействия. С учетом возможной неоднородности намагниченности поле, действующее на магнитный момент иона, принимает вид

$$\vec{H} = \vec{H}_i + \lambda_\phi \vec{M} + \alpha d^2 M / dr^2. \quad (2.3)$$

В рассматриваемом случае для плоских волн поле неоднородного обмена равно  $-\alpha K^2 M$ . Проводя вычисление магнитной проницаемости с учетом неоднородного обмена (2.3), можно получить выражение для  $\hat{\mu}$ , по форме совпадающее с (2.2). Отличие состоит в том, что с учетом неоднородного обмена частоту ферромагнитного резонанса в выражениях (2.2) для  $\mu$  и  $\mu_a$  надо заменить на  $\Omega_H$ :

$$\Omega_H = \omega_H + \omega_M \alpha K^2. \quad (2.4)$$

Как показывают численные оценки, влияние неоднородного обмена становится существенным лишь при очень коротковолновых процессах, когда  $K \geq 10^5 \text{ м}^{-1}$  (длина волны менее 100 мкм). Обычно рассматриваемым

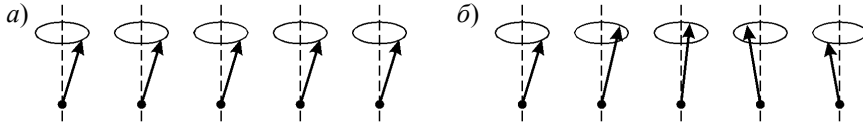


Рис. 2.1

электромагнитным процессам свойственна значительно большая длина волны, а потому приближение однородного обмена для них вполне удовлетворительно. Короткие волны, в механизме распространения которых существенную роль играет неоднородное обменное взаимодействие, называют обменными спиновыми волнами. Последние можно представить как прецессию магнитных моментов с весьма быстрым пространственным изменением фазы прецессии. Ниже проиллюстрировано отличие колебаний магнитных моментов ионов: рис. 2.1, *a* – длинноволновый процесс (однородная прецессия), рис. 2.1, *б* – коротковолновый процесс (спиновая волна).

Учет неоднородного обмена путем замены  $\omega_H$  на  $\Omega_H$  в (2.2) позволяет получить из (2.2) полный спектр колебаний в феррите, включая и область обменных спиновых волн. Потерями в феррите пренебрегаем, т.е.  $\mu$  и  $\mu_a$  будем считать чисто вещественными. Очевидно возможны две физически крайние ситуации: распространение волн вдоль статического намагничивания и перпендикулярно ему.

## 2.2 РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ВДОЛЬ ПОЛЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ

В общем случае переменные поля имеют проекции на все три оси декартовой системы координат:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{e}_x E_x + \vec{e}_y E_y + \vec{e}_z E_z; \\ \vec{H} &= \vec{e}_x H_x + \vec{e}_y H_y + \vec{e}_z H_z. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Проектирование уравнений (2.2) при  $\vec{k} = \vec{e}_z K$  на оси координат (с учетом вида  $\hat{\mu}$ ) приводит к системе шести линейных уравнений. Два из них дают  $H_z = E_z = 0$ . Четыре остальных уравнения образуют систему и содержат  $E_x, E_y, H_x$  и  $H_y$ . После исключения электрических полей система приводится к виду

$$\begin{aligned} (K^2/\omega^2 \epsilon_\phi - \mu) H_x + i\mu_a H_y &= 0; \\ i\mu_a H_x - (K^2/\omega^2 \epsilon_\phi - \mu) H_y &= 0. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Собственные волны данной среды отвечают нетривиальному решению данной системы. Последнее возможно в случае равенства нулю ее определителя

$$\mu_a - (K^2/\omega^2 \epsilon_\phi - \mu)^2 = 0.$$

Это условие является дисперсионным соотношением для случая  $\vec{k} \parallel \vec{H}_0$ . С учетом (2.2) и (2.4) оно приводится к виду

$$(K_0/K)^2 (\Omega_H \mp \omega + \omega_M) = \Omega_M \mp \omega, \quad (2.7)$$

где  $K_0 = \omega/\sqrt{\epsilon_\phi \mu_0} = \omega/c$  – волновое число среды, не обладающей гиротропными свойствами;  $c$  – скорость света в среде. Отсюда видно, что возможны два решения (2.7), соответствующие различным знакам перед  $\omega$ . В области сравнительно небольших волновых векторов, где неоднородным обменом можно пренебречь,  $\Omega_H \rightarrow \omega_H$  и дисперсионная характеристика приобретает вид

$$(\omega_H \mp \omega)/(\omega_H \mp \omega + \omega_M) = (K_0/K)^2 .$$

Качественный вид функции  $\omega(K)$  для первого (знак "-") и второго (знак "+") решений представлен на рис. 2.2. Видно, что характерной особенностью первого решения является область резкого нарастания волновых векторов вблизи частоты ферромагнитного резонанса  $\omega = \omega_H$ . Принципиальное различие двух решений дисперсионного уравнения может быть легко понято после рассмотрения поляризации магнитного поля соответствующих волновых процессов. Для этого достаточно подставить полученную дисперсионную зависимость  $\omega(K)$  в любое из уравнений системы (2.6). Результат дает  $H_X = \pm iH_Y$ , где порядок знаков соответствует выбранному в (2.7). Таким образом, собственная волна, соответствующая первому решению, имеет правую круговую поляризацию, а вторая – левую. Дисперсионные кривые для этих волн обозначены на рис. 2.2 цифрами 1 и 2 соответственно. Процессия намагниченности имеет правую круговую поляризацию. Поэтому именно эта волна вступает во взаимодействие со спиновыми магнитными моментами, следствием чего является резкое отклонение ее дисперсионной характеристики от  $K_0$  при  $\omega \approx \omega_H$ . Для волн левой круговой поляризации гиротропные свойства среды проявляются весьма слабо (см. рис. 2.2).

По мере возрастания  $K$  пренебрежение неоднородным обменом становится менее корректным. Вид  $\omega(K)$  с учетом неоднородного обмена может быть получен из (2.7) и (2.4). В результате элементарных, но громоздких вычислений можно найти вид дисперсионной кривой 1 при боль-

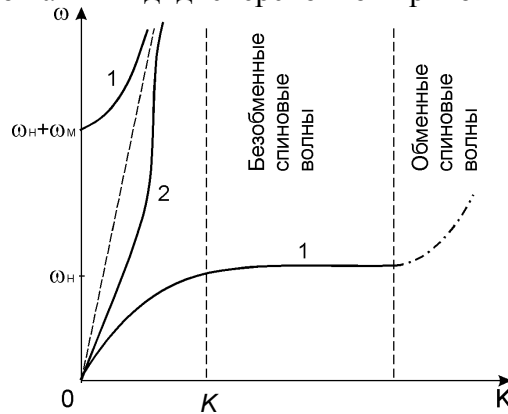


Рис. 2.2

ших  $K$ , ход которой на рис. 2.2 показан штрихпунктиром. Эта область, где неоднородный обмен играет существенную роль, называется областью обменных (спиновых) волн. Диапазон малых волновых векторов,  $K \approx K_0$ , а  $v_\phi \approx c$ , называется областью электромагнитных волн. Лежащая между ними область волновых векторов, существенно превышающих  $K_0$ , но недостаточно больших для того, чтобы проявилось влияние неоднородного обмена, называется областью безобменных (магнитоэластических) волн.

Как следует из полученных дисперсионных зависимостей, в области частот от  $\omega_H$  до  $(\omega_H + \omega_M)$  электромагнитные волны с правой поляризацией не распространяются. При  $\omega > \omega_H + \omega_M$  существуют две электромагнитные волны, отличающиеся направлением круговой поляризации и фазовой скоростью. При этом волна с правой поляризацией распространяется быстрее левополяризованной:  $K_1 > K_2$ ;  $v_{\phi 1} > v_{\phi 2}$ . На этом основан эффект Фарадея, проявляющийся в повороте плоскости поляризации линейно-поляризованной плоской волны при распространении ее в феррите вдоль направления намагничивания.

### 2.3 РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ПОПЕРЕК ПОЛЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ ( $\vec{k} \perp \vec{H}_0$ )

После проектирования на оси координат уравнений (2.2) при  $\vec{k} = \vec{e}_y K$  получаем шесть уравнений, образующих две независимые системы:

$$\omega(\mu H_X - i\mu_a H_Y) - KE_Z = 0; \quad i\mu_a H_X + \mu H_Y = 0; \quad KH_X - \omega\epsilon_\phi E_Z = 0; \quad (2.8)$$

$$\omega\mu_0 H_Z + KE_X = 0; \quad KH_Z + \omega\epsilon_\phi E_X = 0. \quad (2.9)$$

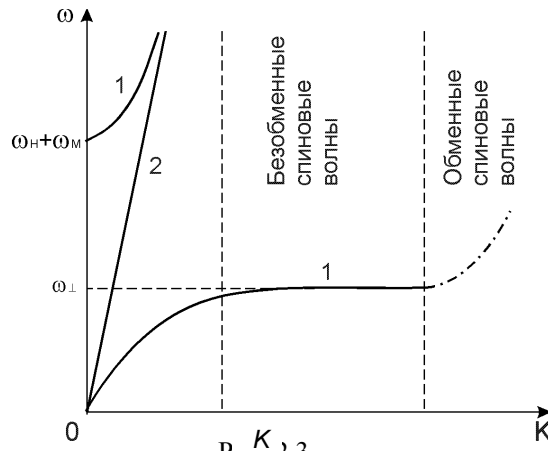
Шестое уравнение дает  $E_Y = 0$ . Уравнения (2.8) описывают волновой процесс, имеющий две – поперечную и продольную – составляющие магнитного поля и одну составляющую электрического поля, которая направлена вдоль поля намагничивания. Дисперсионное соотношение для этой волны получается из (2.8):

$$(K_0/K)^2(\Omega_H + \omega_M)^2 - \omega^2 = \Omega_H^2 - \omega^2 + \Omega_H \omega_M. \quad (2.10)$$

Здесь, как и раньше, потери не учтены. Соответствующий (2.10) вид зависимости  $\omega(K)$  для безобменной области, где  $\Omega_H \approx \omega_H$ , иллюстрирует кривая 1 на рис. 2.3. Существенным отличием этой кривой от кривой 1 на рис. 2.2 является смещение области резкого нарастания  $K$  с частоты ФМР  $\omega_H$  на частоту  $\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ , называемую частотой поперечного резонанса. Поляризацию магнитного поля этой волны можно проанализировать с помощью второго уравнения системы (2.8). Из него следует, что

$$H_X = i(\omega^2 - \omega_{\perp}^2)H_Y / \omega \cdot \omega_M. \quad (2.11)$$

Отсюда видно, что как направление поляризации, так и ее эллиптичность (отношение  $H_X / H_Y$ ) зависят от частоты. Для частот ниже поперечного резонанса имеет место левая поляризация магнитного поля относительно направления статического намагничивания (оси  $Z$ ). В связи с этим отсутствуют особенности дисперсионной характеристики на частоте ФМР  $\omega_H$ . Возникающий на частоте  $\omega = \omega_{\perp}$  "резонанс" связан с превращением левосторонней эллиптической поляризации в линейную: из (2.11) следует, что при  $\omega \rightarrow \omega_H$   $H_X \rightarrow 0$ .



**Рис. 2.3**

При больших  $K$  необходим учет неоднородного обмена. Анализ (2.10) позволяет построить дисперсионную зависимость в области обменных (спиновых) волн, показанную на рис. 2.3 штрихпунктиром.

Электромагнитная волна на частотах  $\omega > \omega_H + \omega_M$  имеет согласно (2.11) правую поляризацию. Ее фазовая скорость превышает скорость света, т.е.  $v_{\phi} > C$ .

Электрическое и магнитное поля второй собственной волны, получаемой из (2.9), поляризованы линейно. При этом отсутствует компонента  $H_z$ , нормальная к направлению подмагничивания, в связи с чем резонансных явлений не наблюдается и волна распространяется со скоростью, равной скорости света (кривая 2 на рис. 2.3).

Таким образом, в области частот  $\omega > \omega_H + \omega_M$  в феррите могут распространяться два типа электромагнитных волн: обыкновенная линейно-поляризованная и быстрая с эллиптической поляризацией магнитного поля. Следствием этого является эффект двулучепреломления, состоящий в том, что линейно-поляризованная волна, падающая на поперечно-намагниченный феррит, возбуждает в нем собственные волны, распространяющиеся с разными фазовыми скоростями. Благодаря этому происходит преобразование линейной поляризации падающей волны в эллиптическую, причем степень эллиптичности (отношение поперечных составляющих магнитного поля) периодически изменяется вдоль направления распространения волны.

Учет потерь в феррите приводит к появлению мнимой части волнового вектора  $\vec{K}$ , что означает экспоненциальное уменьшение амплитуды волны по мере ее распространения. Анализ показывает [2, 3], что

затухание волн резко возрастает на характерных частотах спектра:  $\omega_H$  – для продольно-намагниченного феррита и  $\omega_\perp$  – для поперечно-намагниченного. Для образцов конечных размеров рост потерь происходит на частоте внешнего ферромагнитного резонанса.

## 2.4 ВОЛНЫ В ОБРАЗЦАХ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Выше рассмотрены собственные волны неограниченной гиротропной среды. Математически неограниченность среды проявилась в том, что мы полагали зависимость переменных величин от координат только в направлении распространения волны. Очевидно, это справедливо в случае весьма протяженных в поперечном сечении образцов, когда эффекты на поверхности не могут существенно повлиять на распространение волн в объеме. Говоря о "больших" или "малых" поперечных размерах, следует соотносить их с длиной рассматриваемой волны. Для областей электромагнитных волн, выделенных на рис. 2.2 и рис. 2.3, реально используемые ферритовые образцы практически никогда не превышают существенно длины волны, т.е. являются средой с "конечными размерами". По отношению к спиновым волнам те же элементы могут считаться неограниченными. Следует отметить, что возникновение спиновых волн в образцах, использующих длинноволновые (электромагнитные) эффекты, приводит к увеличению потерь. Последние связаны с передачей энергии от однородной прецессии спиновым волнам и их дальнейшей релаксацией на решетке кристалла. Центрами возбуждения спиновых волн могут служить объемные и поверхностные дефекты кристаллической решетки, а также макроскопические нерегулярности. Во многих случаях этот механизм потерь может оказаться более значимым, чем непосредственная релаксация однородной прецессии. Поэтому с точки зрения построения СВЧ устройств с малыми потерями возбуждение спиновых волн является нежелательным и накладывает особые требования на совершенство структуры и качество обработки поверхности ферритового образца. Исключение составляют практически используемые нелинейные эффекты.

Спиновые волны (как обменные, так и безобменные) существенно короче внешних электромагнитных СВЧ колебаний. Поэтому структура этих коротковолновых процессов не сказывается непосредственно на распределении внешних электромагнитных полей, и они учитываются лишь как дополнительный механизм потерь, определяя мнимые составляющие компонент тензора магнитной проницаемости.

Спектр спиновых волн для неограниченной среды легко получается из более общих дисперсионных соотношений, выведенных в предыдущих подразделах. В самом деле, рассматривая лишь коротковолновые колебания, можно пренебречь в (2.7) и (2.10) слагаемыми, пропорциональными  $(K_0/K)^2$ . Тогда с учетом (2.4) получаем для спиновых волн:

$$\vec{K} \parallel \vec{H}_{0i} (\beta = 0^\circ) \quad \omega = \omega_H + \omega_M \alpha K^2;$$

$$\vec{K} \perp \vec{H}_{0i} (\beta = 90^\circ) \quad \omega^2 = (\omega_H + \omega_M \alpha K^2) (\omega_H + \omega_M \alpha K^2 + \omega_M).$$

Здесь под  $\beta$  понимается угол между направлением распространения волны и полем постоянного подмагничивания. Можно показать [3], что при произвольном  $\beta$

$$\omega^2 = (\omega_H + \omega_M \alpha K^2) (\omega_H + \omega_M \alpha K^2 + \omega_M \sin^2 \beta). \quad (2.12)$$

На рис. 2.4 представлен вид спектра волн, соответствующий уравнению (2.2). Спектр ограничен линиями с  $\beta = 0^\circ$  и  $90^\circ$ . Обрыв линий в области малых  $K$  означает, что в этой области надо пользоваться более общими характеристиками (см. рис. 2.2 и рис. 2.3). Линии, отвечающие промежуточным значениям  $\beta$ , образуют на рис. 2.4 непрерывную полосу спектра между верхней и нижней границами.

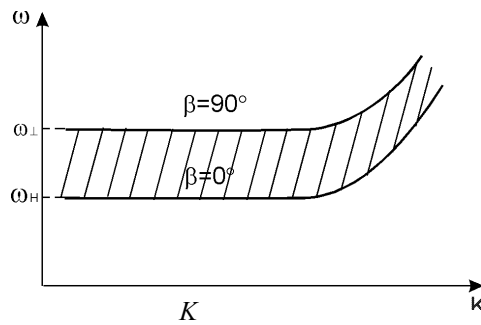


Рис. 2.4

Рассмотрим более подробно спиновые волны, распространяющиеся в пленочных структурах. Последние представляют собой тонкие (единицы – десятки микрон) пленки феррита на немагнитной подложке. Анализ волновых процессов в таких пленках в общем виде весьма сложен. Главный интерес представляет область больших  $K \gg K_0$ , где вместо системы уравнений Максвелла (2.1) адекватные результаты дают уравнения магнитостатики:

$$\text{rot } \vec{H} = 0; \text{ div } \vec{B} = 0. \quad (2.13)$$

Вводя магнитостатический потенциал, определяющий переменное магнитное поле  $\text{grad } \varphi_M = \vec{H}$ , из (2.13) получим

$$\text{div} \left( \hat{\mu} \text{ grad } \varphi_M \right) = 0. \quad (2.14)$$

Для вывода дисперсионного уравнения записывается общее решение (2.14) в феррите и в окружающей среде, после чего учитываются электродинамические и обменные [3] граничные условия на поверхности их раздела. Обсудим результаты, получаемые из (2.14) для нормально и касательно намагниченных пленок. При этом мы ограничимся лишь безобменными волнами, опуская часть спектра, связанную с неоднородным обменом.

На рис. 2.5 представлен вид спектра безобменных волн в нормально (перпендикулярно плоскости) намагниченной пленке. Набор линий соответствует различным типам распределения переменных составляющих полей по толщине пленки. Конкретный вид спектра зависит от электрических параметров окружающей среды и геометрических размеров структуры. Важнейшей особенностью спектра безобменных волн в пленке по сравнению с безграничной средой является его дискретность. Как видно из рисунка, волны обладают положительной дисперсией (их фазовая  $v_\phi = \omega/K$  и групповая  $v_{gr} = d\omega/dK$  скорости направлены в одну сторону). Распространяющимся волнам соответствуют частоты в пределах от  $\omega_H$

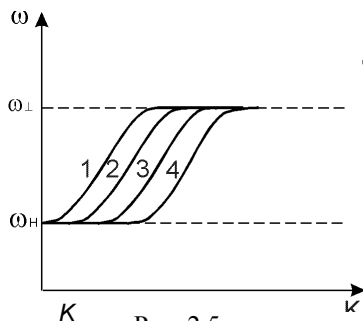


Рис. 2.5

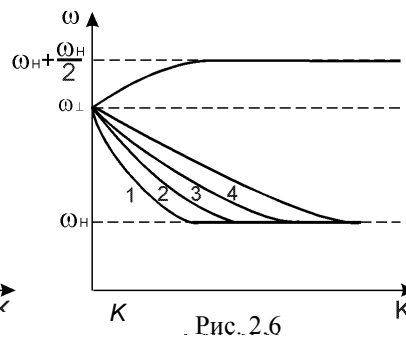


Рис. 2.6

до  $\omega_\perp$ . Поперечное распределение поля описывается синусоидальными функциями, что по принятой терминологии соответствует объемным (т.е. распределенным по всей толщине пленки) волнам.

В касательно намагниченной пленке следует различать распространение волн вдоль и поперек направления статического намагничивания. Их дисперсионные зависимости представлены на рис. 2.6. Вдоль направления намагничивания в интервале частот  $\omega_H - \omega_\perp$  распространяются объемные волны с дискретным спектром, обладающие отрицательной дисперсией. Поперек направления намагничивания

распространяется волна, имеющая экспоненциальное распределение поля по толщине пленки, прижатая к одной из поверхностей пленки и потому называемая поверхностной. Она обладает положительной дисперсией, а ее частоты лежат выше области безобменных волн в безграничной среде.

Подводя итог обзора спиновых волн в ферритовых пленках, отметим, что их дисперсионные характеристики, а следовательно, и такие параметры, как фазовая и групповая скорости, могут управляться внешним магнитным полем, так как его величина определяет значение  $\omega_H$ . Это, а также слабое затухание и простота возбуждения, приводят к практически интересным применениям спиновых волн в СВЧ электронике.

## 2.5 НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ФЕРРИТАХ

В подразделе 2.4 возбуждение спиновых волн на дефектах структуры и поверхности указано как один из основных механизмов релаксации однородной прецессии. Такие потери являются линейными, т.е. не зависящими от амплитуды СВЧ поля. Кроме того, в ферритах наблюдается явление резкого возрастания потерь при увеличении мощности СВЧ сигнала. На этом эффекте основано действие широко распространенных ограничителей СВЧ мощности.

Отметим, что нелинейные эффекты могут быть получены непосредственно из уравнения движения намагниченности, которое нелинейно по своему существу. Однако, как показывает анализ, такая нелинейность на практике не проявляется.

Практически используемая нелинейность возникает благодаря возбуждению однородной прецессией спиновых волн за счет их взаимосвязи через молекулярное (обменное) поле. Это возбуждение в зависимости от амплитуды однородной прецессии носит пороговый характер [2]. Пороговая интенсивность СВЧ магнитного поля, обеспечивающего такое возбуждение спиновых волн, обратно пропорциональна времени их релаксации.

Затухание однородной прецессии, обусловленное нелинейными процессами в феррите, зависит от числа типов возбуждаемых спиновых волн и определяется соотношением между характерными частотами спин – волнового спектра и частотой сигнала. Установить возможные виды переходов однородная прецессия – спиновая волна легче всего, исходя из корпускулярного представления о волнах как квазичастицах. отождествляя спиновые волны и однородную прецессию с квазичастицами, надо определить их энергию и импульс. Для однородной прецессии с частотой  $\omega$  энергия соответствующей квазичастицы  $\hbar\omega$ , а для возбуждаемой спиновой волны  $\hbar\omega_S$  ( $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж/с – постоянная Планка). Импульс квазичастицы  $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ . Для однородной прецессии  $\vec{k} = 0$  и импульс  $\vec{p} = 0$ . Для спиновой волны  $\vec{p}_S = \hbar\vec{k}_S \neq 0$ . Тогда, исходя из соображений сохранения импульса, при возбуждении спиновой волны однородной прецессией можно представить два вида переходов, показанных на рис. 2.7, где  $a$  – переходы I типа,  $b$  – переходы II типа.

Вероятность более сложных многочастичных переходов мала и их можно не учитывать.

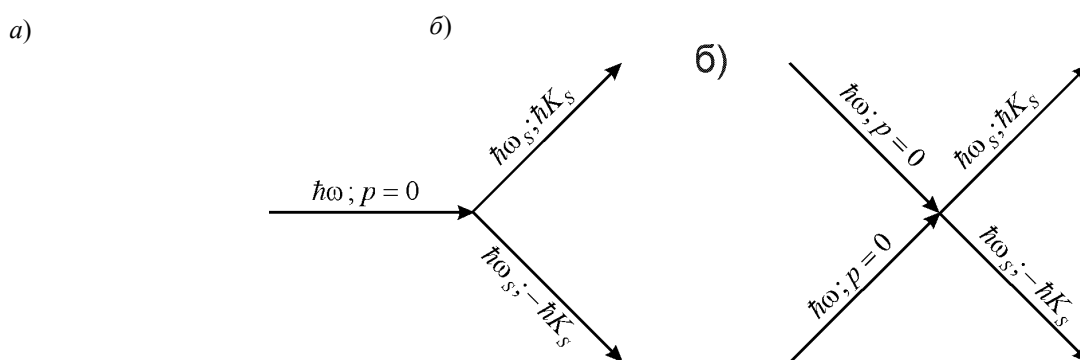


Рис. 2.7

Как следует из закона сохранения энергии, для переходов I и II типов  $\omega_S = \omega/2$  и  $\omega_S = \omega$ , соответственно. Иными словами, в первом случае возбуждаются спиновые волны с частотой вдвое ниже частоты однородной прецессии, а во втором – с той же частотой.

На рис. 2.8 представлено положение частоты однородной прецессии относительно спектра спиновых волн (рис. 2.4). Очевидно, переходы I типа возможны когда  $2\omega_H < \omega$ , а II типа – когда  $\omega_H < \omega$ . Однако наиболее вероятными эти переходы будут в случаях, когда возбуждение захватывает длинноволно-

вую часть диапазона, где спектр спиновых волн имеет наибольшую плотность. Поэтому интенсивное поглощение возможно, когда: 1)  $2\omega_H < \omega < 2\omega_{\perp}$  и 2)  $\omega_H < \omega < \omega_{\perp}$ .

Для исследования нелинейных процессов экспериментально снимается зависимость поглощения мощности СВЧ сигнала ферритовым образцом от величины статического поля  $H_{oe}$  при постоянной частоте сигнала (рис. 2.9).

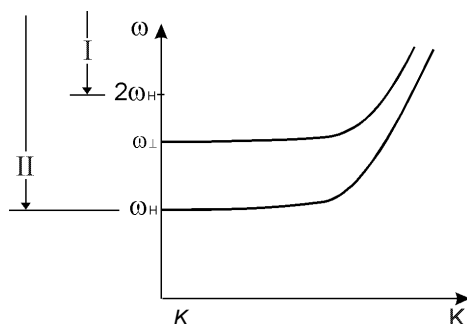


Рис. 2.8

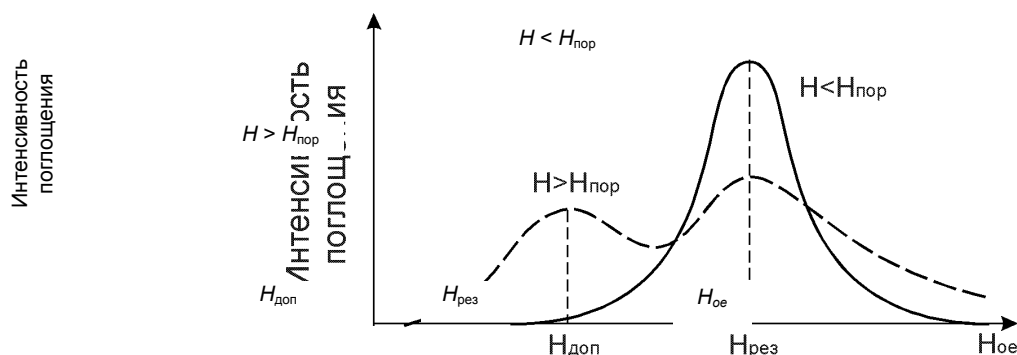


Рис. 2.9

Процесса первого типа проявляются как область дополнительного поглощения при полях, меньших резонансного (напомним, что резонансное значение внешнего поля  $H_{oe}$  для эллипсоидальных образцов определяется из формулы Киттеля (2.26)). Физически это означает, что при  $H_{oe} \approx H_{доп}$  спектр безобменных спиновых волн включает в себя частоту  $\omega/2$ . Процессы второго типа приводят к расширению кривой (насыщению) основного резонанса.

Рабочий диапазон всех ограничителей лежит вблизи частоты ферромагнитного резонанса ферритового образца во внешнем поле (2.13).

В соответствии с двумя типами возможных переходов различают ограничители мощности на эффекте дополнительного резонанса и на насыщении основного. Пороговые поля для первых на них ниже, чем для вторых.

Самые низкие значения напряженности пороговых СВЧ полей ( $\sim 10^{-2}$  А/м) достигаются при совпадении основного резонанса с дополнительным.

## 2.6 МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ФЕРРИТА В СЛАБОМ СВЧ ПОЛЕ

Реакция феррита на СВЧ магнитное поле математически описывается магнитной проницаемостью (или восприимчивостью), которая связывает между собой переменные составляющие индукции (или намагниченности) и напряженности магнитного поля. Для ее вычисления необходимо воспользоваться уравнением движения намагниченности, вывод и решение которого приводятся ниже.

Магнитный ион в твердом теле имеет магнитный и механический моменты, связанные соотношением  $m_U = -\gamma_U P_U$ , где  $P_U$  – механический момент. В магнитном поле напряженностью  $\vec{H}$  на магнитный ион действует момент силы

$$\vec{K} = \mu_0 (\vec{m}_U \times \vec{H}), \quad (2.15)$$



где знак  $\times$  – означает векторное произведение.

Из классической механики известно, что при таком воздействии на систему, обладающую механическим моментом  $\vec{p}_U$ , его изменение во времени описывается уравнением

$$d\vec{p}_U/dt = \vec{K}. \quad (2.16)$$

Из (2.15) и (2.16) с учетом (2.2) получим уравнение вида

$$d\vec{m}_U/dt = -\mu_0\gamma_U (\vec{m}_U \times \vec{H}), \quad (2.17)$$

которое описывает тип движения, получивший название "прецессия".

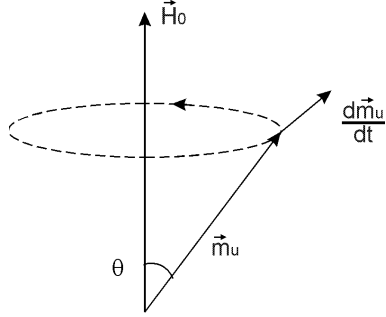


Рис. 2.10

Из решения (2.15) следует, что если в начальный момент угол  $\theta$  между  $\vec{m}_U$  и постоянным полем  $\vec{H} = \vec{H}_0$  не равен нулю, то изменение направления  $\vec{m}_U$  в последующие моменты времени происходит так, что его годограф является окружностью в плоскости, перпендикулярной  $\vec{H}_0$  (рис. 2.10). Указанное на рис. 2.10 направление движения конца вектора  $\vec{m}_U$  по этой окружности соответствует по определению правой поляризации.

Угловая частота прецессии для рассматриваемой системы определяется выражением  $\omega_H = \mu_0\gamma_U H_0$  и имеет смысл резонансной частоты. Поэтому реакция  $\vec{m}_U$  на переменное магнитное поле будет существенно зависеть от того, насколько близка частота изменения этого поля к  $\omega_H$ . Умножив левую и правую части уравнения (2.17) на концентрацию магнитных ионов, образующих в феррите подрешетку с номером  $j$ , преобразуем его в уравнение движения намагниченности насыщения  $j$ -й подрешетки:

$$\frac{d\vec{M}_j}{dt} = -\mu_0\gamma_j (\vec{M}_j \times \vec{H}). \quad (2.18)$$

При рассмотрении поведения намагниченностей подрешеток в магнитном поле  $\vec{H}_i$ , создаваемом в феррите внешними источниками, в правой части уравнения (2.18) необходимо учесть влияние не только  $\vec{H}_i$ , но и сил обменного взаимодействия. С этой целью вводят эффективное магнитное поле, эквивалентное с точки зрения взаимодействия соседних магнитных моментов обменным силам. Это поле принято называть молекулярным. Согласно концепции, предложенной в 1907 г. Вейссом для ферромагнетиков, молекулярное поле  $\vec{H}_M = \lambda M_S$ , где  $\lambda$  – постоянная молекулярного поля или константа обменного взаимодействия. Распространяя эту концепцию на простейшую модель феррита из двух взаимодействующих магнитных подрешеток  $\vec{M}_a$  и  $\vec{M}_b$  получим:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}_a}{dt} &= -\mu_0\gamma_a [\vec{M}_a \times (\vec{H}_i + \lambda_{aa}\vec{M}_a + \lambda_{ab}\vec{M}_b)]; \\ \frac{d\vec{M}_b}{dt} &= -\mu_0\gamma_b [\vec{M}_b \times (\vec{H}_i + \lambda_{bb}\vec{M}_b + \lambda_{ba}\vec{M}_a)], \end{aligned} \quad (2.19)$$

где  $\lambda_{aa}$ ,  $\lambda_{bb}$ ,  $\lambda_{ab}$ ,  $\lambda_{ba}$  – константы обменного взаимодействия.

Поле кристаллографической анизотропии  $\vec{H}_A$  обычно считают частью постоянной составляющей поля  $\vec{H}_i$ .

Вместо решения подобных систем уравнений в пределах диапазона СВЧ используют обычно так называемое ферромагнитное приближение, состоящее в замене систем типа (2.19) одним уравнением движения для результирующей намагниченности насыщения феррита, которое имеет вид

$$\frac{d\vec{M}_S}{dt} = -\mu_0\gamma_\Phi \left[ \vec{M}_S \times (\vec{H}_i + \lambda_\Phi \vec{M}_S) \right], \quad (2.20)$$

где  $\gamma_\Phi$  и  $\lambda_\Phi$  – эффективные значения гиромангнитного отношения и константы обменного взаимодействия феррита.

Уравнение (2.20) с учетом равенства  $\vec{M}_S \times \vec{M}_S = 0$  легко приводится к виду, аналогичному (2.17), и потому естественно ожидать, что решение (2.20) даст прецессию  $\vec{M}_S$  относительно направления постоянного магнитного поля.

Проследим основные этапы решения (2.20). Будем полагать, что в феррите внешними источниками создано однородное постоянное магнитное поле  $\vec{H}_0 = \vec{e}_Z H_0$  и переменное  $\vec{H}_I = \text{Re} \dot{H}_I e^{i\omega t}$ , причем  $|\dot{H}_I| \ll |\vec{H}_0|$ . Намагниченность феррита представим в виде суммы  $\vec{e}_Z M_0 + \text{Re} \dot{M}_I e^{i\omega t}$  и предположим, что  $|\dot{M}_I| \ll |M_0|$ . Выполнив в (2.20) дифференцирование по времени и исключив из правой части слагаемые второго порядка малости, получим для комплексных амплитуд  $\dot{M}_I$  и  $\dot{H}_I$  уравнение  $i\omega \dot{M}_I = -\mu_0\gamma_\Phi (\vec{M}_0 \times \dot{H}_I + \dot{M}_I \times \vec{H}_0)$ , которое в результате проектирования на оси декартовой системы координат  $X, Y, Z$  преобразуется в систему трех скалярных уравнений:

$$\begin{aligned} i\omega \dot{M}_{Ix} &= \omega_M \dot{H}_{Iy} - \omega_H \dot{M}_{Iy}; \\ i\omega \dot{M}_{Iy} &= \omega_H \dot{M}_{Ix} - \omega_M \dot{H}_{Ix}; \\ i\omega \dot{M}_{Iz} &= 0, \end{aligned}$$

где использованы обозначения:  $\omega_M = \mu_0\gamma_\Phi M_0$ ;  $\omega_H = \mu_0\gamma_\Phi H_0$ . Из третьего уравнения следует  $\dot{M}_{Iz} = 0$ , совместное решение двух первых приводит к следующим выражениям для  $\dot{M}_{Ix}$  и  $\dot{M}_{Iy}$ :

$$\dot{M}_{Ix} = -\frac{\omega_H \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} \dot{H}_{Ix} - i \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} \dot{H}_{Iy}; \quad \dot{M}_{Iy} = i \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} \dot{H}_{Ix} - \frac{\omega_H \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} \dot{H}_{Iy}.$$

В более компактной форме эти выражения можно представить в виде произведения:

$$\dot{M}_I = \begin{bmatrix} -\frac{\omega_H \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} & -i \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} & 0 \\ i \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} & -\frac{\omega_H \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \dot{H}_{Ix} \\ \dot{H}_{Iy} \\ \dot{H}_{Iz} \end{bmatrix} = \hat{\chi} \dot{H}_I, \quad (2.21)$$

где  $\hat{\chi}$  – тензор магнитной восприимчивости феррита.

Умножение тензора  $\hat{\chi}$  на матрицу-столбец вектора  $\dot{H}_I$  осуществляется по общему правилу перемножения матриц "строка на столбец". Используя соотношение (2.14), можно получить тензор магнитной проницаемости феррита по отношению к слабому СВЧ полю в виде

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix}, \quad (2.22)$$

где  $\mu = \mu_0 \left( 1 - \frac{\omega_H \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2} \right)$ ;  $\mu_a = \mu_0 \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2}$ .

Тензор  $\hat{\mu}$  позволяет определить переменную составляющую индукции  $\dot{B}_I$  в феррите по заданному вектору  $\dot{H}_I$ :

$$\dot{B}_I = \hat{\mu} \dot{H}_I. \quad (2.23)$$

Характерной особенностью тензора  $\hat{\mu}$  (или  $\hat{\chi}$ ) является наличие недиагональных компонент, связывающих между собой разноименные проекции  $\dot{B}_I$  (или  $\dot{M}_I$ ) и  $\dot{H}_I$ , а также обеспечивающих за счет

множителя  $i$  сдвиг по фазе на  $90^\circ$  между ортогональными в пространстве составляющими вектора  $\dot{B}_I$ . Даже при воздействии на феррит линейно поляризованного переменного магнитного поля (например,  $\dot{H}_I = \vec{e}_x \dot{H}_I$ ), переменная составляющая индукции (или намагниченности) в феррите будет представлять собой вращающийся в пространстве вектор. Поэтому ферриты относят к классу гиротропных сред (от *gyros* – круг).

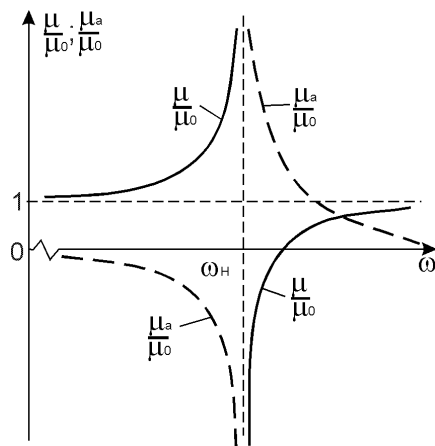


Рис. 2.11

На рис. 2.11 представлены частотные зависимости компонент тензора  $\mu$ . Вблизи частоты  $\omega_H$  эти зависимости имеют явно выраженный резонансный характер, причем на резонансной частоте компоненты  $\mu$  и  $\mu_a$  обращаются в бесконечность. Физически это означает совпадение частоты прецессии магнитных моментов ионов с частотой вынуждающей силы (поле  $\vec{H}_I$ ). Это явление получило название – ферромагнитный резонанс (ФМР).

В реальных материалах всегда часть энергии прецессирующих магнитных моментов передается кристаллической решетке, в результате чего происходит затухание (релаксация) прецессии в отсутствие переменного магнитного поля.

Для учета релаксационных процессов добавляется так называемый релаксационный член  $\vec{R}$ , удобная форма которого предложена Ландау и Лифшицем:

$$\vec{R} = \omega_d |\vec{M}_S|^{-2} \vec{M}_S \times (\vec{M}_S \times \vec{H}),$$

где  $\omega_d$  – феноменологический параметр.

Определение  $\vec{R}$  показывает, что при достаточно малых потерях вид тензора  $\hat{\mu}$  для феррита с потерями сохраняется прежним, но его компоненты  $\mu$  и  $\mu_a$  становятся комплексными. Частотные зависимости вещественной и мнимой частей этих компонент представлены на рис. 2.12. Видно, что в феррите с потерями и на частоте ФМР компоненты  $\mu$  и  $\mu_a$  имеют конечную величину, причем значения  $\mu''$  и  $\mu_a''$  на частоте ФМР имеют экстремумы. Аналитический вид зависимостей, представленных на рис. 2.12, может быть получен путем замены частоты  $\omega_H$  на комплексную величину  $\omega_H + i\omega_d$ . Исследование получаемых таким образом выражений показывает, что с уменьшением потерь абсолютные значения  $\mu''$  и  $\mu_a''$  на частоте ФМР возрастает. Одновременно уменьшается интервал частот между экстремумами зависимостей  $\mu'(\omega)$  и  $\mu_a'(\omega)$ .

Отличие свободного движения вектора намагниченности в феррите без потерь и с потерями иллюстрируется рис. 2.13. В обоих случаях годограф  $\vec{M}_S$  лежит на поверхности сферы радиуса  $|\vec{M}_S|$ . В отсутствие потерь годограф  $\vec{M}_S$  представляет собой замкнутую окружность. Наличие потерь приводит к постепенному уменьшению угла прецессии, в результате чего годограф приобретает вид свернувшейся спирали (см. рис. 2.13, б).

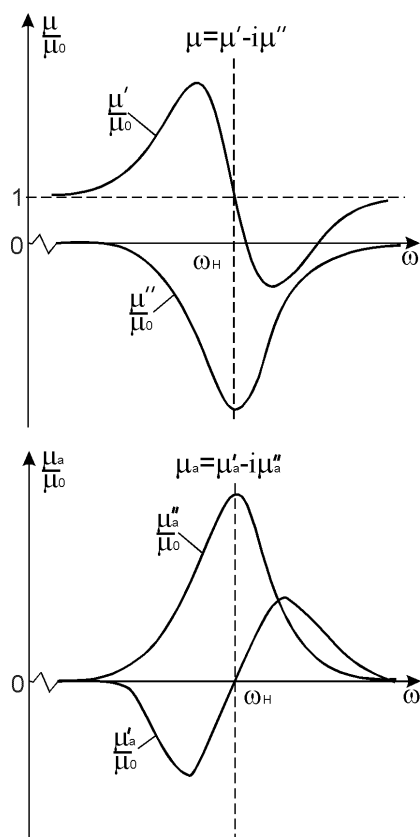


Рис. 2.12

a)

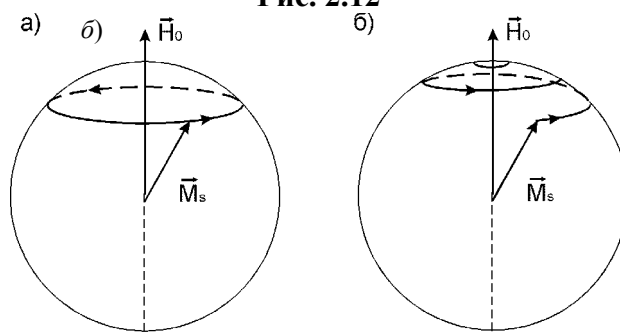


Рис. 2.13

Постоянная времени затухания свободной прецессии пропорциональна  $\omega_d = 1$ .

На практике обычно измеряют зависимости компонент тензора  $\hat{\mu}$  напряженности постоянного магнитного поля  $H_0$ , что соответствует изменению  $\omega_H$  при  $\omega = \text{const}$ . Потери в феррите принято характеризовать интервалом между экстремумами зависимости  $\mu'(H_0)$ , измеренным в единицах напряженности магнитного поля, который обозначается  $2\Delta H$  и называется шириной линии ферромагнитного резонанса. Связь  $\Delta H$  с  $\omega_d$  определяется соотношением  $\omega_d = \mu_0 \gamma_\phi \Delta H$ .

Величина  $2\Delta H$  является важным параметром феррита с точки зрения возможностей его использования на СВЧ. Наименьшим значением  $\Delta H \approx 10$  А/м характеризуются высококачественные монокристаллы ЖИГ.

## 2.7 ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МАЛЫХ ФЕРРИТОВЫХ ЭЛЛИПСОИДАХ

Напряженность магнитного поля  $\vec{H}_i$  внутри ферритового образца конечных размеров зависит от формы образца и напряженности поля  $\vec{H}_e$ , в которое помещается образец. Для определения  $\vec{H}_i$  при заданном  $\vec{H}_e$  необходимо решить уравнения Максвелла с учетом граничных условий на поверхности образца. В общем случае эта задача оказывается весьма сложной. Поэтому обычно ограничиваются рассмотрением простого частного случая, когда намагниченный до насыщения образец имеет форму эл-

липсоида вращения, размеры которого малы по сравнению с длиной волны СВЧ колебаний, а главные оси совпадают с осями декартовой системы координат. Тогда справедливы соотношения

$$\vec{H}_{0i} = \vec{H}_{0e} - \hat{N} \vec{M}_0; \quad (2.24)$$

$$\dot{\vec{H}}_{1i} = \dot{\vec{H}}_{1e} - \hat{N} \dot{\vec{M}}_{1i}, \quad (2.25)$$

где  $\hat{N} = \begin{bmatrix} N_X & 0 & 0 \\ 0 & N_Y & 0 \\ 0 & 0 & N_Z \end{bmatrix}$  – тензор размагничивающих факторов формы образца.

Значения  $N_X, N_Y, N_Z$  зависят от соотношения осей эллипсоида, но всегда удовлетворяют равенству

$$N_X + N_Y + N_Z = 1.$$

Для практических целей удобно использовать соотношение между переменной составляющей намагниченности  $\dot{\vec{M}}_{1i}$  внутри эллипсоида и  $\dot{\vec{H}}_{1e}$ . С этой целью решают уравнение (2.19) с учетом (2.24) и (2.25). В результате получают компоненты тензора внешней магнитной восприимчивости  $\hat{\chi}_e$ . Структура  $\hat{\chi}_e$  аналогична структуре  $\hat{\chi}$  в выражении (2.10), но его ненулевые компоненты зависят от размагничивающих факторов формы  $N_X, N_Y$  и  $N_Z$ . В отсутствие потерь эти компоненты  $\hat{\chi}_e$  обращаются в бесконечность на частоте, значение которой при  $\vec{H}_{0e} = \vec{e}_z H_{0e}$  определяется выражением

$$\omega_{\text{рез}} = \mu_0 \gamma_{\phi} \sqrt{[H_{0e} - (N_Z - N_X)M_0][H_{0e} - (N_Z - N_Y)M_0]}, \quad (2.26)$$

известном под названием "формула Киттеля". Это значение называют частотой ферромагнитного резонанса ферритового эллипсоида во внешнем поле. Если ферритовый образец ограничен идеальной сферической поверхностью, то  $N_X = N_Y = N_Z = 1/3$  и, как следует из (2.26),

$$\omega_{\text{рез}} = \omega_{\text{сф}} = \mu_0 \gamma_{\phi} H_{0e}. \quad (2.27)$$

Вид компонентов тензора  $\hat{\chi}_e$  в этом случае совпадает с (2.10) при условии замены  $\omega_H$  на  $\omega_{\text{сф}}$ . Образцы сферической формы широко используются в приборах СВЧ.

## 2.8 ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ТИПОВЫХ ЗАДАЧ

Частным случаем анизотропных сред являются гиротропные среды, для которых хотя бы один из тензоров ( $\varepsilon$ ) и ( $\mu$ ) имеет вид:

$$(\varepsilon) = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & -j\varepsilon_{xy} & 0 \\ j\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix}, \quad (\mu) = \begin{vmatrix} \mu_{xx} & -j\mu_{xy} & 0 \\ j\mu_{xy} & \mu_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{vmatrix}.$$

**ГИРОТРОПНЫЕ СВОЙСТВА ПРОЯВЛЯЮТ НЕКОТОРЫЕ СРЕДЫ, ПОМЕЩЕННЫЕ В ПОСТОЯННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ. ТАК, ДЛЯ ГАЗОВОЙ ПЛАЗМЫ В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЗАПИСЫВАЮТСЯ В ВИДЕ**

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx} &= 1 - \frac{\omega_0^2}{2\omega} \left[ \frac{\omega - \omega_H}{(\omega - \omega_H)^2 + \nu^2} + \frac{\omega + \omega_H}{(\omega + \omega_H)^2 + \nu^2} \right]; \\ \varepsilon_{xy} &= \frac{\omega_0^2}{2\omega} \left[ \frac{\omega - \omega_H}{(\omega - \omega_H)^2 + \nu^2} - \frac{\omega + \omega_H}{(\omega + \omega_H)^2 + \nu^2} \right]; \\ \varepsilon_{zz} &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2},\end{aligned}\quad (2.28)$$

где  $\omega_H = \mu_0 \frac{|\mathcal{E}|}{m} H = \gamma H = 2,21 \cdot 10^5$  Н (А/м) – частота ларморовской прецессии.

При учете столкновений составляющие тензора комплексной диэлектрической проницаемости газовой плазмы имеют вид:

$$\begin{aligned}\tilde{\varepsilon}_{xx} &= 1 - \frac{\omega_0^2(\omega - j\nu)}{\omega \left[ (\omega - j\nu)^2 - \omega_H^2 \right]}; \\ \tilde{\varepsilon}_{xy} &= 1 - \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega \left[ (\omega - j\nu)^2 - \omega_H^2 \right]}; \\ \tilde{\varepsilon}_{zz} &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - j\nu)}.\end{aligned}\quad (2.29)$$

Примером гиротропной среды с тензором ( $\mu$ ) является феррит, помещенный в постоянное магнитное поле  $H_0$ . Составляющие тензора комплексной магнитной проницаемости феррита при  $H_0 = H_0 1_z$  записываются в виде

$$\tilde{\mu}_{xx} = 1 - \frac{\omega_H \omega_S}{(\omega - j\nu)^2 - \omega_H^2}, \quad \tilde{\mu}_{xy} = \frac{\omega \omega_S (\omega - j\nu)}{(\omega - j\nu)^2 - \omega_H^2}, \quad \tilde{\mu}_{zz} = 1, \quad (2.30)$$

где  $\omega_H = \gamma H_0$ ;  $\omega_S = \gamma M_0$  ( $M_0$  – намагниченность насыщения феррита);  $\gamma$  – частота релаксации, определяющая магнитные потери в феррите.

Составляющие тензора комплексной магнитной проницаемости, описываемые выражениями (2.30), в общем случае содержат действительную и мнимую части:

$$\tilde{\mu}_{xx} = \mu'_{xx} - j\mu''_{xx}, \quad \tilde{\mu}_{xy} = \mu'_{xy} - j\mu''_{xy}.$$

Если потери в феррите отсутствуют, то

$$\tilde{\mu}_{xx} = \mu'_{xx} = 1 - \frac{\omega_H \omega_S}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \tilde{\mu}_{xy} = \mu'_{xy} = \frac{\omega \omega_S}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \tilde{\mu}_{zz} = 1. \quad (2.31)$$

Зависимость от частоты компонентов  $xx$  и  $xy$  тензоров гиротропных сред носит резонансный характер. Резонансная частота пропорциональна напряженности магнитного поля  $H_0$ , а ширина резонансной кривой определяется параметром  $\nu$ .

Общее рассмотрение распространения электромагнитной волны в гиротропной среде удобно свести к двум предельным случаям – распространению волны вдоль определенной оси (как правило, вдоль постоянного магнитного поля) и поперек ее.

При распространении плоской волны вдоль постоянного подмагничивающего поля наблюдается эффект Фарадея, т.е. вращение плоскости поляризации линейно поляризованной волны. Этот эффект связан с тем, что при продольном (вдоль подмагничивающего поля) распространении волны с правой круговой поляризацией ведут себя так же, как волны, распространяющиеся в среде с параметрами

$\varepsilon_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy}}$ ,  $\mu_{\parallel} = \sqrt{\mu_{xx} - \mu_{xy}}$ , а волны с левой поляризацией – как волны в среде с параметрами  $\varepsilon_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xy}}$ ,  $\mu_{\perp} = \sqrt{\mu_{xx} + \mu_{xy}}$ . Коэффициенты для распространения для таких волн различны:

$$\gamma_{\parallel} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_{\parallel} \varepsilon_{\parallel}}, \quad \gamma_{\perp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_{\perp} \varepsilon_{\perp}}. \quad (2.32)$$

Представляя линейно поляризованную волну в виде геометрической суммы двух векторов с одинаковыми длинами, вращающихся в противоположном направлении, можно найти угол вращения плоскости поляризации для прошедшей электромагнитной волны. Если волна прошла расстояние  $z_0$  в среде, описываемой выражениями (2.32), то этот угол равен

$$\varphi = \frac{z_0}{2} (\gamma_{\parallel} - \gamma_{\perp}) = \frac{\omega z_0}{2c} (\sqrt{\mu_{\parallel} \varepsilon_{\parallel}} - \sqrt{\mu_{\perp} \varepsilon_{\perp}}). \quad (2.33)$$

### Задача 1

Образец феррита характеризуется следующими параметрами:  $\omega_H = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu = 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_S = 0,2\omega_H$ .

Определить полуширину резонансной кривой  $\mu''_{xx}(\omega)$  по уровню 0,5 и максимальное значение  $\mu''_{xx \max}$ .

### Решение

Согласно выражениям (2.30) искомая составляющая тензора комплексной магнитной проницаемости феррита

$$\tilde{\mu}_{xx} = 1 - \frac{\omega_H \omega_S}{(\omega - j\nu)^2 - \omega_H^2} = 1 - \frac{\omega_H \omega_S}{\omega^2 - \nu^2 - \omega_H^2 - 2j\omega\nu}.$$

Преобразуем данное выражение к виду

$$\tilde{\mu}_{xx} = 1 - \frac{\omega_H \omega_S (\omega^2 - \nu^2 - \omega_H^2)}{(\omega^2 - \nu^2 - \omega_H^2)^2 + (2\nu\omega)^2} - \frac{2j\omega_H \omega_S \nu \omega}{(\omega^2 - \nu^2 - \omega_H^2)^2 + (2\nu\omega)^2}.$$

Учтя, что  $\tilde{\mu}_{xx} = \mu'_{xx} - j\mu''_{xx}$ , найдем:

$$\mu'_{xx} = 1 - \frac{\omega_H \omega_S (\omega^2 - \nu^2 - \omega_H^2)}{(\omega^2 - \nu^2 - \omega_H^2)^2 + (2\nu\omega)^2}, \quad \mu''_{xx} = \frac{2j\omega_H \omega_S \nu \omega}{(\omega^2 - \nu^2 - \omega_H^2)^2 + (2\nu\omega)^2}.$$

Так как  $\omega_H \gg \nu$ , вблизи резонанса  $\omega \sim \omega_H$  выражение для  $\mu''_{xx}$  можно переписать в форме

$$\mu''_{xx} \approx \frac{2\omega_H \omega_S \nu \omega}{(\omega - \omega_H)^2 (\omega + \omega_H)^2 + 4\nu^2 \omega^2} \approx \frac{1}{2} \frac{\omega^2 \omega_S \nu}{(\omega - \omega_H)^2 4\omega^2 + 4\nu^2 \omega^2}.$$

Обозначая  $\omega - \omega_H = \Delta\omega$ , получим формулу

$$\mu''_{xx} = \frac{1}{2} \frac{\omega_S / \nu}{1 + (\Delta\omega / \nu)^2},$$

описывающую резонансную кривую, имеющую максимальное значение,

$$\mu''_{xx \max} = \frac{1}{2} \frac{\omega_S}{\nu} = \frac{1}{2} \frac{0,2 \cdot 10^{10}}{10^7} = 100$$

и ширину по уровню 0,5

$$2\Delta\omega_{0,5} = 2\nu = 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}.$$

### Задача 2

Плоская электромагнитная волна распространяется в образце феррита вдоль постоянного подмагничивающего поля  $H_0 = H_0 l_z$ .

Вывести формулу для определения угла поворота плоскости поляризации волны (эффект Фарадея), полагая, что потери в феррите отсутствуют. Считать, что величины  $\omega$ ,  $\omega_H$  и  $\omega_S$  заданы.

### Решение

Предположим, что при  $z = 0$

$$\dot{E} = \dot{E}_0 l_x.$$

Разложим линейно поляризованную волну на две волны с круговой поляризацией, для которых

$$\dot{E}_n = \frac{\dot{E}_0}{2} (l_x + j l_y); \quad \dot{E}_l = \frac{\dot{E}_0}{2} (l_x - j l_y).$$

Согласно выражениям (2.32) волна с правой круговой поляризацией в точке  $z = 0$  будет иметь комплексную амплитуду напряженности электрического поля

$$\dot{E}_n = \frac{\dot{E}_0}{2} (l_x + j l_y) \exp(-j\beta_n z),$$

а волна с левой круговой поляризацией – напряженность

$$\dot{E}_l = \frac{\dot{E}_0}{2} (l_x - j l_y) \exp(-j\beta_l z).$$

Их сумма представляет собой плоскую линейно поляризованную волну с составляющими:

$$\begin{aligned} \dot{E}_x &= \frac{E_0}{2} (e^{-j\beta_n z} + e^{-j\beta_l z}) = \dot{E}_0 e^{-j \frac{\beta_n + \beta_l}{2} z} \frac{e^{-j \frac{\beta_l - \beta_n}{2} z} + e^{-j \frac{\beta_n - \beta_l}{2} z}}{2} = \\ &= \dot{E}_0 e^{-j \frac{\beta_n + \beta_l}{2} z} \cos\left(\frac{\beta_l - \beta_n}{2} z\right); \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}\dot{E}_y &= \frac{E_0}{2j} (e^{-j\beta_n z} - e^{-j\beta_l z}) = \dot{E}_0 e^{-j\frac{\beta_n + \beta_l}{2} z} \frac{e^{j\frac{\beta_n - \beta_l}{2} z} - e^{-j\frac{\beta_n - \beta_l}{2} z}}{2j} = \\ &= \dot{E}_0 e^{-j\frac{\beta_n + \beta_l}{2} z} \sin\left(\frac{\beta_n - \beta_l}{2} z\right),\end{aligned}$$

или для мгновенных значений

$$E_x = E_0 \cos\left(\frac{\beta_n - \beta_l}{2} z\right) \cos\left(\omega t - \frac{\beta_n + \beta_l}{2} z + \varphi_0\right);$$

$$E_y = E_0 \sin\left(\frac{\beta_n - \beta_l}{2} z\right) \cos\left(\omega t - \frac{\beta_n + \beta_l}{2} z + \varphi_0\right).$$

Суммарный вектор напряженности электрического поля имеет постоянную величину

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = E_0.$$

Угол поворота плоскости поляризации

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{E_y}{E_x} = (\beta_n - \beta_l) \frac{z}{2}.$$

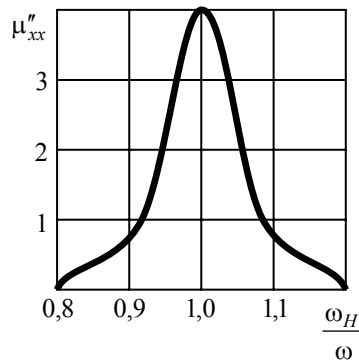
Используя выражения (2.32) и (2.31) для феррита без потерь, окончательно получим

$$\varphi = \frac{\pi z_0}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon} \left( \sqrt{1 - \frac{\omega_S}{\omega - \omega_H}} - \sqrt{1 + \frac{\omega_S}{\omega + \omega_H}} \right).$$

## 2.9 ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

1 Определить действительную  $\mu'_{xx}$  и мнимую  $\mu''_{xx}$  части составляющей  $\mu_{xx}$  тензора комплексной магнитной проницаемости феррита на частотах  $\omega_1 = 2\pi \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_2 = (2\pi \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} + 2\pi \cdot 10^7) \text{ с}^{-1}$  и  $\omega_3 = (2\pi \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} - 2\pi \cdot 10^7) \text{ с}^{-1}$ , если  $\nu = 2\pi \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_H = 2\pi \cdot 10^{10}$  и  $\omega_S = 0,4\omega_H$ . Магнитное поле ориентировано вдоль оси  $z$ .

Ответ:  $\mu'_{xx1} = 1,1$ ,  $\mu''_{xx1} = 200$ ;



$\mu'_{xx2} = 99$ ,  $\mu''_{xx1} = 100$ ;  $\mu'_{xx1} = 101$ ,  $\mu''_{xx1} = 100$ .

2 НА РИС. 2.14 ЗАВИСИМОСТИ МНИМОЙ ТЕНЗОРА  $\mu''_{xx}$  НЕКОТОРОГО ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЧАСТО- ОПРЕДЕЛИТЬ ДЛЯ  $M_0, \nu$ , А ТАКЖЕ ВЕЛИЧИНУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ВЫПОЛНЕНИЕ РАВЕНСТВА

ПРЕДСТАВЛЕН ГРАФИК ЧАСТИ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ КОНКРЕТ-НОГО ФЕРРИТА ОТ ТЫ  $\frac{\omega_H}{\omega}$ .

ДАННОГО ФЕРРИТА ЗНАЧЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ВНЕШНЕГО ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕГО  $\omega_H = \omega = 2\pi \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

ОТВЕТ:  $M_0 = 5,7 \cdot 10^4 \text{ А/М}$ ;  $\nu = 5\pi \cdot 10^8 \text{ С}^{-1}$ ;  $H_0 = 2,84 \cdot 10^5 \text{ А/М}$ .

3 СВЧ-ФЕРРИТ МАРКИ 10СЧ6 С ПАРАМЕТРАМИ  $M_0 = 1,35 \cdot 10^{15} \text{ А/М}$ ,  $\varepsilon = 13,8$ ,  $\nu = 3 \cdot 10^8 \text{ С}^{-1}$  ИСПОЛЬЗУЕТСЯ В УСТРОЙСТВЕ ДЛЯ ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ.

ОПРЕДЕЛИТЬ МИНИМАЛЬНУЮ ДЛИНУ ФЕРРИТОВОГО ОБРАЗЦА  $z_0$ , НЕОБХОДИМУЮ ДЛЯ СОЗДАНИЯ УГЛА ПОВОРОТА, РАВНОГО  $-\frac{\pi}{4}$ , ЕСЛИ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ВОЛНА РАСПРОСТРАНЯЕТСЯ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  $H_0 = H_0 l_z$ . НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  $1,42 \cdot 10^5 \text{ А/М}$ , ЧАСТОТА КОЛЕБАНИЙ  $2\pi \cdot 10^{10} \text{ С}^{-1}$ .

**УКАЗАНИЕ: ПРИ РАСЧЕТЕ УЧЕСТЬ, ЧТО  $|\omega - \omega_H| \gg \nu$ , И ПРЕНЕБРЕЧЬ ПОТЕРЯМИ В ФЕРРИТЕ.**

**ОТВЕТ: 8,4 ММ.**

**4 ПЛОСКАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА ПАДАЕТ ПО НОРМАЛИ ИЗ ВАКУУМА НА КРИСТАЛЛ САПФИРА ( $Al_2O_3$ ) С ТЕНЗОРОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ**

$$(\varepsilon) = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix}.$$

**ГРАНИЦА РАЗДЕЛА ВОЗДУХ–ДИЭЛЕКТРИК ПАРАЛЛЕЛЬНА ОСИ КРИСТАЛЛА (ОСЬ Z). НАЙТИ КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ ОБЫКНОВЕННОЙ И НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛН НА ЧАСТОТЕ 10 ГГЦ, НА КОТОРОЙ  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 13,2$  И  $\varepsilon_{zz} = 11,4$ .**

*Ответ:*  $-0,567; -0,557$ .

### **3 ОСНОВНЫЕ ТИПЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРОВ СВЧ НА ФЕРРИТАХ**

#### **3.1 ФЕРРИТЫ ДЛЯ УСТРОЙСТВ СВЧ**

Металлические магнитные материалы на СВЧ не применяют, так как вследствие малого электрического сопротивления они являются идеальными отражателями СВЧ-волн. Ферриты, обладая удельным электрическим сопротивлением в миллионы раз более высоким, чем металлы, пропускают волну СВЧ без значительных отражений или потерь. Однако в процессе прохождения через феррит волна может активно взаимодействовать с вращающимися электронами, определяющими магнитные свойства вещества. В результате такого взаимодействия меняются структура поля, скорость распространения волны и возникают различные эффекты, например эффект Фарадея.

Ферриты позволили создать:

- 1) устройства СВЧ, не удовлетворяющие принципу взаимности, т.е. имеющие существенно различные характеристики для разных направлений распространения энергии (вентили и циркуляторы);
- 2) устройства СВЧ с быстроуправляемыми параметрами (фазовращатели, переключатели и др.).

Ферритовые устройства СВЧ в качестве обязательного элемента имеют в радиоволноводе ферритовый вкладыш, различный по форме и свойствам, размещенный по-разному внутри волновода и находящийся под действием управляющих (постоянных или переменных) полей.

Полдер показал, что однородное переменное магнитное поле  $h$  диапазона СВЧ, приложенное к равномерно намагниченному и насыщенному вдоль оси  $z$  полю  $H_0$  образцу феррита, создает в образце магнитную индукцию, составляющие которой можно представить так:

$$\left. \begin{aligned} b_x &= \mu h_x - jkh_y; \\ b_y &= \mu h_y + jkh_x; \\ b_z &= \mu_0 h_z, \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

где  $\mu = \mu_0 + \frac{\gamma \mu_0 I \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ;  $k = \frac{\gamma \mu_0 I \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ;  $\omega_0 = \gamma H_0$ .

В приведенных выражениях приняты следующие обозначения:  $\gamma = 0,035$  МГц/(А/м) гиромагнитное отношение;  $\omega_0$  – частота прецессии электрона, помещенного в постоянное поле  $H_0$  (частота гиромагнитного резонанса);  $\omega$  – частота переменного поля СВЧ;  $k$  – коэффициент. Остальные обозначения соответствуют принятым ранее. Под полем  $H_0$  надо понимать внутреннее поле, действующее в образце.

Из выражений (3.1) видно, что составляющая  $h_x$  вектора поля СВЧ, действующая по оси  $x$ , создает компоненты высокочастотной магнитной индукции как в направлении оси  $x$ , так и в направлении оси  $y$ , то же относится и к составляющей  $h_y$ . Это указывает на возможность перехода энергии электромагнитной волны из одной плоскости поляризации в плоскость, ей перпендикулярную.

Связь между пространственными векторами магнитной индукции и напряженности магнитного поля может быть представлена в виде тензора магнитной проницаемости (тензора Полдера)  $\vec{\mu}$ .

Тензор Полдера является несимметричным (его недиагональные компоненты не равны между собой); наличие несимметричности позволило создать устройства, не отвечающие принципу взаимности. Вторая характерная особенность этого тензора состоит в том, что зависимости компонентов тензора от  $\omega$  и  $H_0$  имеют резонансный характер. При совпадении  $\omega$  с частотой прецессии  $\omega_0$  возникает гироманнитный резонанс, что сопровождается резким увеличением поглощения ферритом электромагнитной энергии. Это явление используют при создании некоторых ферритовых устройств СВЧ, например резонансных вентиляей.

Наглядное представление об особенностях магнитной проницаемости на СВЧ можно получить, рассмотрев часто реализуемое практически взаимно перпендикулярное расположение постоянного магнитного поля  $H_0$ , направленного по оси  $z$ , и поляризованного по кругу переменного поля  $h$  ( $h_x = h; h_y = \pm jh; h_z = 0$ ).

В этом случае магнитная проницаемость  $\mu_{\pm}$ , представляющая собой простую линейную комбинацию компонентов тензора  $\mu$ , является скалярной величиной и при наличии потерь, всегда имеющих место в реальных условиях, выражается комплексным числом

$$\mu_{\pm} = \mu'_{\pm} - j\mu''_{\pm}, \quad (3.2)$$

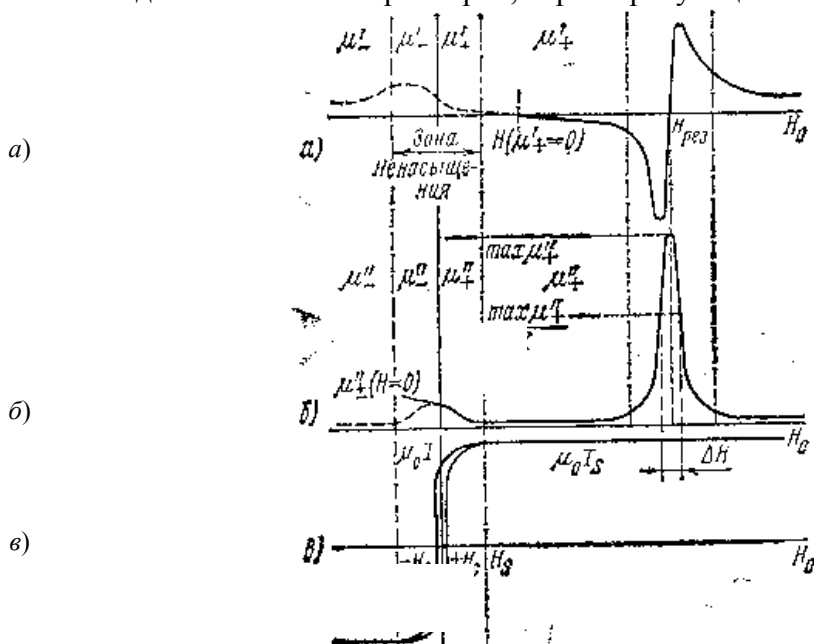
где индексы "+" и "-" означают круговую поляризацию соответственно правого и левого вращения.

На рис. 3.1 приведены графики зависимостей действительной  $\mu'$  (кривые на рис. 3.1, а), мнимой  $\mu''$  (кривые на рис. 3.1, б) частей магнитной проницаемости и намагниченности в координатах  $\mu_0 I$  (кривые на рис. 3.1, в) от поля  $H_0$  при  $\omega = \text{const}$ .

По рис. 3.1, а, б видно, что зависимости  $\mu'_{\pm}$  и  $\mu''_{\pm}$  от поля  $H_0$  имеют резонансный характер,  $\mu'_{\pm}$  и  $\mu''_{\pm}$  меняются монотонно.

Ширину резонансной кривой принято оценивать величиной  $\Delta H$ , которую называют шириной линии гироманнитного резонанса и определяют как разность полей, при которых  $\mu''_{\pm} = \frac{\max \mu''_{\pm}}{2}$ .

Чем меньше значение  $\Delta H$ , тем сильнее (при прочих равных условиях) поглощение электромагнитной энергии, что для ряда ферритовых устройств СВЧ является желательным. Ширина кривой гироманнитного резонанса – один из главных параметров, характеризующих свойства ферритов для СВЧ.



Кроме значения  $\Delta H$  к основным характеристикам феррита СВЧ относятся: намагниченность насыщения  $I_S$ , точка Кюри  $\Theta$ , диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$  и тангенс угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$ . Две последние величины влияют на скорость распространения электромагнитной волны.

При конструировании ферритовых устройств СВЧ наряду с основными параметрами требуется знать остаточную магнитную индукцию, коэрцитивную силу, начальную магнитную проницаемость, зависимости всех параметров от температуры, частоты и внешнего магнитного поля.

При использовании материала в сложных климатических условиях и при повышенных значениях уровня мощности СВЧ необходимо иметь сведения о теплофизических, механических и нелинейных свойствах ферритов.

Важной характеристикой феррита является его плотность (пористость), поскольку от нее зависят параметры  $I_S$ ,  $\Delta H$ ,  $\varepsilon$  и др.

Размер и конфигурация ферритового вкладыша, помещенного внутрь волновода, определяются назначением устройства СВЧ (вентиль, фазовращатель, циркулятор и т.д.) и условиями его работы (диапазоном рабочих частот и температур, уровнем мощности). Вкладыши изготавливают в виде пластин, дисков и цилиндрических стержней. Для согласования (уменьшения коэффициента стоячей волны в тракте) концы пластин выполняют скошенными, закругленными, ступенчатыми или в виде стрелок.

Кроме названных типов в качестве вкладышей из ферритов применяют сферы и полусферы (в резонансных вентилях, ограничителях мощности и т.д.) различных диаметров, а также более сложные конфигурации (рамки, шайбы, фигурные пластины).

Обычно при изготовлении ферритов для СВЧ используют окисную технологию. В процессе производства необходимо тщательно соблюдать все особенности технологического процесса, поскольку воспроизводимость материала зависит от многих причин: подбора исходного сырья по содержанию в нем примесей, его "активности", режима помола, режимов предварительного и особенно окончательного обжига и др.

Применение ферритов в дециметровом диапазоне СВЧ и главным образом разработка устройств, в которых используются нелинейные свойства ферритов СВЧ, потребовало создания материалов с минимально узкими линиями гироманганного резонанса. Повышение плотности материала, необходимое для уменьшения ширины линии гироманганного резонанса, возможно при замене поликристаллического материала монокристаллическим.

Практически для изготовления монокристаллов ферритов наиболее часто применяют два метода: выращивание монокристаллов из раствора в расплаве и пламенно-водородный метод (метод Вернейля).

Первый метод заключается в выращивании монокристаллов в расплавленном растворителе. Растворители должны иметь низкую температуру плавления и слабую летучесть. В расплавленном состоянии они должны хорошо растворять исходные оксиды, но не сам феррит, и легко отделяться от выращенных монокристаллов. Известны различные растворители. Технологический процесс заключается в следующем. Шихту составляют из растворителя и исходных компонентов феррита. После тщательного перемешивания она подвергается нагреванию и охлаждению по соответствующему температурно-временному режиму. После охлаждения монокристалл отделяется. Таким образом могут быть получены образцы размером до нескольких миллиметров.

Второй метод заключается в выращивании монокристаллов в кислородно-водородном пламени кристаллизационного аппарата. В этом случае шихта равномерно подается через зону пламени горелки на жаропрочную подложку – свечу. На свече сначала образуется конус из спеченных частиц, а затем из вершины конуса вырастает монокристалл. По мере роста монокристалла свеча с помощью механизма постепенно опускается. Для выращивания ориентированных монокристаллов на свечу устанавливают затравку, в виде соответственно ориентированного осколка монокристалла. Таким образом можно выращивать более крупные образцы диаметром до 10...15 мм, длиной 50...80 мм и более. Высокое качество получаемых монокристаллов определяется в первую очередь высокой степенью чистоты исходных материалов. Ферриты со структурой гранатов (иттриевые ферриты-гранаты) и других редкоземельных элементов применяют как поликристаллические, так и в виде монокристаллов. Монокристаллы гранатов выращивают в оксиде свинца с выдержкой при 1325 °С и последующим медленным охлаждением до 900 °С.

Отечественная промышленность выпускает свыше 50 марок поликристаллических ферритов для СВЧ и несколько марок монокристаллов.

В табл. 3.1 приведены основные параметры поликристаллических ферритов для СВЧ. Рассматриваемую группу ферритов можно подразделить в зависимости от их химического состава на подгруппы. Приведем краткую характеристику каждой из них.

Иттриевые ферриты-гранаты с частичным замещением в некоторых марках ионов иттрия и железа ионами других элементов (например, алюминия) характеризуются наиболее узкими значениями ширины линии гироманнитного резонанса. Среди ферритов, применяемых в низкочастотной части диапазона СВЧ, они являются наиболее распространенными. Их применяют также и в устройствах СВЧ, работающих на других частотах, что объясняется малыми диэлектрическими потерями при относительно высокой намагниченности.

Литиевые ферриты стали разрабатывать сравнительно недавно, их перспективность видят в высокой термостабильности и хорошей прямоугольности петли гистерезиса. Последнее свойство важно для создания ферритовых устройств СВЧ с магнитной памятью.

Магниевые ферриты применяют в средней части сантиметрового диапазона. Для них характерны малые значения магнитных и диэлектрических потерь, но относительно низкая термостабильность.

Никелевые ферриты имеют высокие значения намагниченности насыщения и относительно небольшую ширину линии гироманнитного резонанса. Их используют в основном в миллиметровом диапазоне длин волн и в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Преимущество этой группы ферритов – высокая термостабильность.

Магниевые ферроалюминаты и магниевые феррохромиты применяют в длинноволновой части диапазона СВЧ. Их недостаток – малая термостабильность (низкие значения точки Кюри).

Никелевые феррохромиты применяют в резонансных устройствах, работающих при высоком уровне мощности.

Выбирают отдельные марки ферритов на основании анализа всех условий работы феррита: типа устройства, частотного диапазона, уровня мощности, климатических воздействий и т.п.

В табл. 3.2 приведены некоторые характеристики монокристаллов.

### 3.2 Характеристики монокристаллов ферритов

Марка	$I_s$ , кА/м	$\theta$ , °С	$H$ , А/м, при $f$ , ГГц		$\rho$ , Ом·м	$\gamma \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	$H_a$ , кА/м
			1,0	9,1			
150КГ	148±8	240±15	–	48±2 4	5·10 <sup>10</sup> ...5·10 <sup>11</sup>	5,13	2±0,24
140КГ	140±8	283±10	–	48±3 2	5·10 <sup>9</sup> ...1·10 <sup>10</sup>	5,17	3,44±0,16
120КГ	120±8	270±7	–	48±3 2	5·10 <sup>10</sup> ...5·10 <sup>11</sup>	5,19	3,44±0,16
65КГ	65,6±4	170±10	–	48±2 4	5·10 <sup>10</sup> ...5·10 <sup>11</sup>	4,00	0,88±0,16
50КГ	49,6±2,4	225±5	–	≤96	10 <sup>10</sup> ...10 <sup>11</sup>	4,26	1,76±0,24
35КГ	34,4±2,4	175±5	48±2 4	–	5·10 <sup>10</sup> ...5·10 <sup>11</sup>	4,16	1,84±0,24
25КГ	24,0±4,0	160±10	≤80	–	10 <sup>10</sup> ...10 <sup>11</sup>	4,19	2,16±0,24
15КГ	16±2,4	145±7	64±2 4	–	5·10 <sup>10</sup> ...5·10 <sup>11</sup>	4,20	2,4±0,4

Примечание. Ширина кривой ферриманнитного резонанса приведена для образцов в виде сферы диаметром 0,4...2 мм.

Сферы монокристаллов иттриевого феррита-граната применяют в фильтрах СВЧ различных конструкций (в параметрических усилителях, в ограничителях мощности, в циркуляторах). В амплитудных

модуляторах диапазона СВЧ используют монокристаллы магний-марганцевых ферритов. В миллиметровом диапазоне СВЧ важное значение имеют монокристаллы барий-цинкового гексаферрита.

### 3.2 ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ФЕРРИТОВЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Ферритовый резонатор (ФР) отличается от других СВЧ резонаторов тем, что его резонансная частота не зависит от линейных размеров и определяется напряженностью намагничивающего поля. В качестве рабочего типа колебаний в ФР обычно используется однородная прецессия намагниченности, условия возбуждения которой обеспечиваются в малых по сравнению с длиной СВЧ волны ферритовых образцах, имевших форму эллипсоида вращения.

Наибольшее распространение в приборах СВЧ получили ФР сферической формы из высококачественных монокристаллов ИЖГ. В этом случае резонансная частота определяется формулой (4.16), при выводе которой не рассматривалось влияние поля кристаллографической анизотропии  $H_A$ . С учетом  $H_A$  (4.16) приобретает вид  $\omega_{\text{сф}} = \mu_0 \gamma_{\text{ф}} (H_{0e} \pm H_A)$ . Значение  $H_A$  зависит от направления  $H_{0e}$  относительно кристаллографических осей и температуры. Изменение  $\omega_{\text{сф}}$  при повороте сферы ИЖГ из направления легкого в направлении трудного намагничивания при  $H_{0e} = \text{const}$  составляет при нормальной температуре 440 МГц. Температурная стабильность  $\omega_{\text{сф}}$  достигается путем выбора определенной ориентации  $H_{0e}$  относительно кристаллографических осей, а также использованием систем термостабилизации ФР.

Важным параметром ФР является его собственная добротность  $Q_0$ , определяемая шириной кривой ФМР  $2\Delta H$ . Для ФР сферической формы из монокристаллов ИЖГ характерны значения  $Q_0 = 4 \cdot 10^3 \dots 10^4$  в широком диапазоне частот. Нижняя граница этого диапазона  $f_{\text{min}} = 1680$  МГц определяется величиной  $H_{0e}$ , необходимой для полного насыщения феррита, верхняя ограничена условием малости отношения диаметра ФР  $d_{\text{сф}}$  длине электромагнитной волны в феррите и достигает при реально используемых значениях  $d_{\text{сф}} \approx 1$  мм десятков гигагерц. Для использования ФР в приборах СВЧ необходимо обеспечить связь ФР с электродинамической системой прибора в рабочем диапазоне частот и требуемую величину намагничивающего поля.

В управляемых СВЧ приборах используется зависимость частоты резонанса ФР от величины намагничивающего поля. К таким приборам, в частности, относятся перестраиваемые фильтры и генераторы СВЧ сигналов малой мощности.

На рис. 3.2 даны конструктивная (а) и эквивалентная (б) схемы полосно-пропускающего фильтра на основе ФР сферической формы с сосредоточенными индуктивными элементами связи. Ток  $I_{\text{вх}}$ , возбуждаемый источником СВЧ сигнала во входном витке связи, создает в центре витка, где расположен ФР, линейно-поляризованное вдоль оси  $X$  переменное магнитное поле. Под действием этого поля в ФР, намагниченном до насыщения управляющим полем  $H_{0e}$ , возбуждается прецессия вектора  $M_S$  относительно оси  $Z$ , в результате чего появляется переменная составляющая намагниченности, направленная вдоль оси  $Y$ . Эта составляющая обуславливает существование в окружающем ФР пространстве переменного магнитного поля, пространственное распределение которого обеспечивает наведение в выходном витке электродвижущей силы. В цепи выходного витка возникает ток  $I_{\text{вых}}$ , величина которого определяется амплитудой переменной составляющей намагниченности в феррите, достигающей наибольших значений при  $\omega \approx \omega_{\text{сф}}$ . На этих частотах происходит эффективная передача мощности СВЧ сигнала от источника к нагрузке. На частотах, далеких от  $\omega_{\text{сф}}$ , ток  $I_{\text{вых}}$  становится малым и связь источника с нагрузкой практически отсутствует.

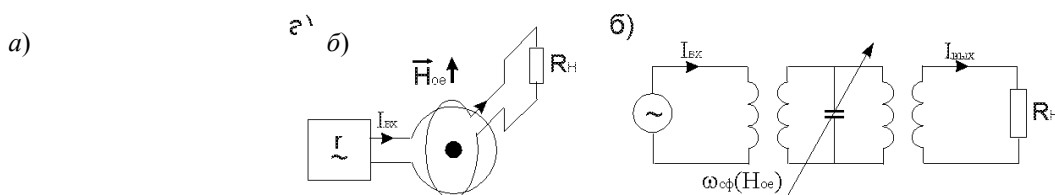


Рис. 3.2

Основной характеристикой фильтра является частотная зависимость отношения мощности, передаваемой в нагрузку, к мощности, подводимой ко входу фильтра (рис. 3.3).

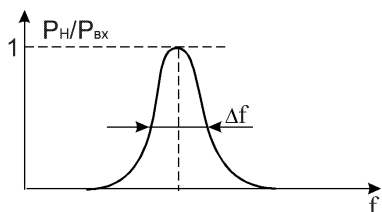


Рис. 3.3

Полоса пропускания фильтром частот  $\Delta f$  определяется, главным образом, значением  $2\Delta H$  ФР. Для фильтров с одним ФР, подобных рассмотренному выше, типичны значения  $\Delta f \approx 20 \dots 40$  МГц. В пределах  $\Delta f$  фильтр вносит затухание не более  $-1$  дБ, а вне ее до  $-(30 \dots 40)$  дБ. Недостатком фильтра с одним ФР является малая крутизна спада амплитудно-частотной характеристики за пределами полосы пропускания ( $-6$  дБ на октаву). Для получения более избирательных фильтров в одной конструкции объединяет несколько ФР. При этом потери, вносимые фильтром в полосе пропускания, возрастает до  $-(2 \dots 3)$  дБ.

Диапазон электрической перестройки фильтра определяется параметрами входной и выходной цепей и электромагнитной системой, обеспечивающей создание и изменение управляющего поля  $H_{0e}$ . Типичными для фильтров рассматриваемого типа являются отношения  $f_{\max}/f_{\min} \geq 2$ . Необходимость создания относительно больших управляющих полей  $H_{0e} > 10^5$  А/м обуславливает применение в магнитной системе магнитопроводов из материала с высокими значениями магнитной проницаемости (например, пермалоя), который одновременно обеспечивает экранировку фильтра от воздействия внешних магнитных полей. Гистерезис и нелинейность магнитных параметров магнитопровода приводят к неоднозначности и нелинейности зависимости  $f_0$  (см. рис. 3.2) от величины тока в обмотке электромагнита  $I_{\text{упр}}$ . В реальных конструкциях отклонения зависимости  $f_0$  от линейного закона составляет не более  $5 \dots 30$  МГц. Скорость перестройки фильтра ограничивается постоянной времени используемого электромагнита, которая обычно составляет  $0,2 \dots 25$  мс.

На рис. 3.4 даны конструктивная (а) и эквивалентная (б) схемы диодного автогенератора гармонического СВЧ сигнала, для управления частотой которого использован ФР сферической формы. В режиме стационарных автоколебаний генераторный диод (например, диод Ганна) на эквивалентной схеме представляется комплексным сопротивлением  $Z_d = -R_d(\omega) + iX_d(\omega)$ , вещественная часть которого отрицательна. Сопротивление  $Z_{\text{сф}}$  отражает реакцию ФР на переменный ток в витке связи и имеет вид [10]:

$$Z_{\text{сф}} = R_{\text{сф}} + X_{\text{сф}} = i\omega\mu_0 d_{\text{сф}}^3 \chi_e / 6d_b^2,$$

где  $d_b$  – диаметр витка;  $\chi_e$  – диагональная компонента тензора внешней, магнитной восприимчивости ФР.

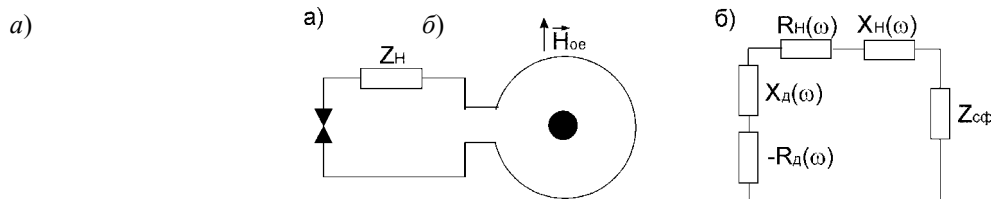


Рис. 3.4

Частота стационарных автоколебаний  $\omega_r$  в рассматриваемой схеме должна быть корнем уравнения

$$\omega L_b + X_d(\omega) + X_{\text{сф}}(\omega) + X_{\text{нагр}}(\omega) = 0.$$

Резонансный характер зависимости  $\chi_e(\omega)$  обуславливает существование корней этого уравнения, близких по величине к  $\omega_{\text{сф}}$ . Линейный характер зависимости  $\omega_{\text{сф}}(H_{0e})$  обеспечивает возможность получения линейной модуляционной характеристики генератора (зависимости  $\omega_r(H_{0e})$ ).

Основными характеристиками рассматриваемого генератора являются диапазон электрической перестройки и неравномерность в пределах этого диапазона СВЧ мощности, поступающей в нагрузку. В настоящее время разработаны генераторы Ганна сантиметрового диапазона длин волн, перестраиваемые в полосе частот шириной до  $4 \dots 10$  ГГц при неравномерности мощности  $1 \dots 10$  дБ. Для управления частотой генераторов используются магнитные системы, аналогичные применяемым в фильтрах. Нужно отметить, что для генераторов особое значение имеет экранировка от внешних магнитных полей, так как вызываемая ими паразитная частотная модуляция может существенно исказить спектр генерируемого сигнала.

В рассмотренных приборах ФР использован как линейный элемент, параметры которого не зависят от мощности СВЧ сигнала. При определенных условиях в феррите происходит ограничение амплитуды переменной составляющей намагниченности, обусловленное нелинейными механизмами возбуждения

спиновых волн. Внешне это проявляется как резкое увеличение потерь в феррите (уменьшение добротности ФР при определенной (пороговой) амплитуде СВЧ сигнала).

Конструктивно ограничители СВЧ мощности аналогичны полосно-пропускающим фильтрам (см. рис. 3.2). Типичный вид основной характеристики ограничителя – зависимости мощности выходного сигнала  $P_{\text{вых}}$  от мощности сигнала на входе  $P_{\text{вх}}$  представлен на рис. 3.5. При  $P_{\text{вх}} < P_{\text{пор}}$  ограничитель работает как линейный полосно-пропускающий фильтр. При  $P_{\text{вх}} > P_{\text{пор}}$  с увеличением  $P_{\text{вх}}$  увеличения переменной составляющей намагниченности ФР не происходит и значение  $P_{\text{вых}}$  стабилизируется.

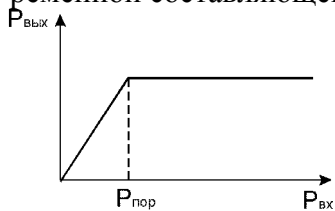


Рис. 3.5

На величину  $P_{\text{пор}}$  оказывает влияние соотношение между частотой СВЧ сигнала  $\omega$  и граничными частотами  $\omega_H$  и  $\omega_{\perp}$  спектра спиновых волн. При этом существенно, что резонансная частота ФР, которая обычно в ограничителях равна частоте сигнала, определяется величиной внешнего намагничивающего поля  $H_{0e}$ , а частоты  $\omega_H$  и  $\omega_{\perp}$  – величиной постоянного поля внутри ФР  $H_{0e}$ . Поэтому диапазон частот, в котором могут быть одновременно выполнены условия существования дополнительного и насыщения основного

резонансов, зависят от формы и материала ФР. Так, для ФР сферической формы на основе ИЖГ эти условия выполняются в диапазоне 1680...3360 МГц, в пределах которого реализуются минимальные значения  $P_{\text{пор}} \approx 10^{-5}$  Вт. На более высоких частотах эффект ограничения достигается только за счет насыщения основного резонанса и соответствующие значения  $P_{\text{пор}}$  составляют  $\sim 10^{-1}$  Вт.

### 3.3 ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДОВ С ПРОДОЛЬНО-НАМАГНИЧЕННЫМ ФЕРРИТОМ

Основным узлом приборов этого типа является секция в виде цилиндрического волновода 1 с ферритовым вкладышем, представленная на рис. 3.6. Намагничивающее феррит 2 поле  $H_0$ , параллельное продольной оси волновода и, следовательно, направлению распространения СВЧ волны, создается соленоидом 3. Длина участка волновода с ферритом соизмерима с длиной СВЧ волны, условия распространения которой определяются волновыми процессами в феррите.

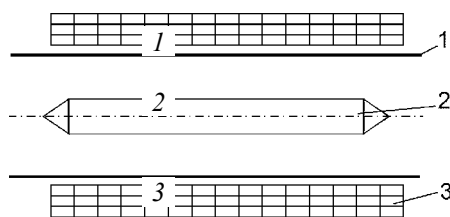


Рис. 3.6

Волновой процесс, возникающий и на участке волновода с ферритом под действием падающей линейно-поляризованной волны, является суперпозицией двух волн с круговой поляризацией магнитного поля, отличающихся направлениями поляризации и значениями волновых чисел. На выходе волновода с ферритом возбуждается линейно-поляризованная волна, плоскость поляризации которой повернута относительно плоскости поляризации падающей волны на угол  $\varphi$ , зависящий от  $H_0$ , соотношения поперечных сечений ферритового вкладыша и волновода и величины  $L$ . Это явление называется эффектом Фарадея в волноводе с ферритом. Направление поворота плоскости поляризации определяется направлением намагничивающего поля и не зависит от направления распространения волны.

Секции, подобные изображенной на рис. 3.7 и обеспечивающие  $\varphi = 45^\circ$ , используются в вентилях и циркуляторах на эффекте Фарадея. В вентиле к секции присоединены два (входной и выходной) перехода с прямоугольного на круглый волновод, развернутые относительно друг друга на  $45^\circ$  (рис. 3.7).

Во входном переходе установлена поглощающая пластина. СВЧ мощность, поданная в плечо I, проходит без поглощения в секцию с ферритом, так как поле  $\vec{E}$  основного волноводного типа перпендикулярно к плоскости поглощающей пластины и не возбуждает в ней токов. После поворота плоскости поляризации на угол  $\varphi = 45^\circ$  СВЧ волна проходит в плечо II.

При подаче мощности со стороны плеча II происходит поворот плоскости поляризации ( $\varphi = 45^\circ$ ) в ту же сторону. Электрическое поле в плече I оказывается поляризованным в плоскости поглощающей пластины. Поэтому волна сильно затухает и передачи энергии из плеча II в плечо I не происходит.



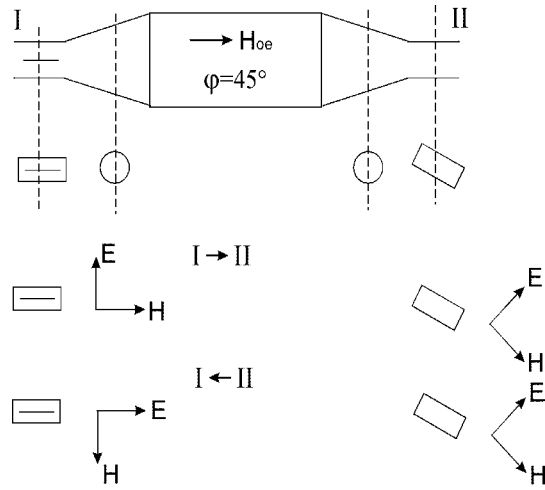


Рис. 3.7

Циркулятор отличается от вентиля наличием дополнительных волноводных плеч III, IV во входном и выходном переходах (рис. 3.8). Существенно, что эти плечи развернуты на  $90^\circ$  относительно плеч I и II, а потому непосредственная связь плеч I-III, II-IV невозможна. Руководствуясь теми же соображениями, что и при рассмотрении работы вентиля, можно показать, что в таком приборе осуществляется циркуляция СВЧ волны между плечами I, II, III и IV в направлении I-II-III-IV-I. Поглощающие пластины служат для уменьшения просачивания мощности из-за возможной несимметрии узлов. Подключение согласованных нагрузок к плечам III и IV переводит циркулятор в режим вентиля, пригодного для работы на высоких уровнях мощности.

Секция с ферритом, осуществляющая поворот плоскости поляризации на  $90^\circ$ , служит основой управляемого коммутатора (рис. 3.9). К секции присоединены входной и выходной переходы, причем выходной содержит дополнительное плечо III и аналогичен по конструкции переходам, используемым в циркуляторе (см. рис. 3.8). Плечи I и II ориентированы одинаково.

Управление коммутатором производится включением и выключением тока через соленоид.

В отсутствие тока поворот плоскости поляризации не происходит ( $\varphi = 0$ ), и мощность из плеча I поступает в плечо II. При включении тока соленоида СВЧ мощность из плеча I поступает в плечо II, так как в результате поворота плоскости поляризации СВЧ волны на  $90^\circ$  ее поляризация соответствует основному типу волны в плече III и ортогональна основному типу волны в плече II.

Следует отметить две наиболее существенные особенности приборов с продольно-намагниченными ферритами:

1 Эти приборы работают при сравнительно малых полях намагничивания, при соблюдении условия  $\omega_H + \omega_M < \omega_0$  (см. подразд. 3.2). Следствием этого является небольшая величина индуктивности соленоида и относительно высокое быстродействие коммутаторов.

2 В вентилях и циркуляторах СВЧ мощность рассеивается не в ферритовых узлах, а в специальных волноводных нагрузках. Это облегчает тепловой режим феррита и делает приборы такого типа пригодными для работы на высоком уровне СВЧ мощности.

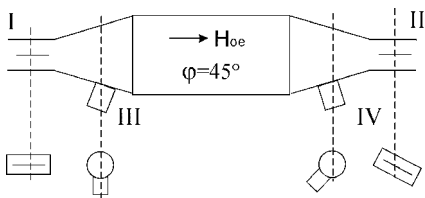


Рис. 3.8

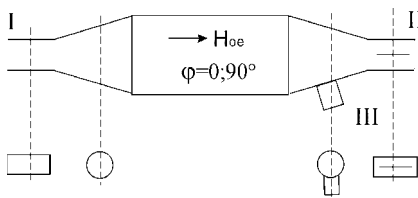


Рис. 3.9

### 3.4 Приборы на основе волноводов с поперечно-намагниченным ферритом

Принцип действия большинства таких устройств основан на зависимости реакции феррита на поляризованное по кругу магнитное поле  $\vec{H}$  от направления поляризации. При этом вектор  $\vec{H}$  должен лежать в плоскости, перпендикулярной намагничивающему полю. Практическое использование этой зави-

симости достигается помещением ферритового вкладыша в ту область волновода, где магнитное поле основного типа волны имеет круговую поляризацию.

Рассмотрим соотношение между  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$  для случаев правой ( $\vec{H} = \vec{H}_-$ ) и левой ( $\vec{H} = \vec{H}_+$ ) круговой поляризации:  $\vec{H}_{\pm} = \vec{e}_x H_{кр} \pm \vec{e}_y H_{кр}$ . Произведя необходимые вычисления, получим  $B_{\mp} = (\mu \mp \mu_a) H_{\mp} = \mu_{\mp} \vec{H}_{\mp}$ , где  $\mu_{\mp} = \mu \mp \mu_a = \mu_0 + \mu_0 \omega_M / (\omega_H \pm \omega_M)$ . Отсюда следует, что для рассматриваемых случаев магнитная проницаемость феррита выражается скалярными величинами, которые различны для полей с различными направлениями поляризации.

Зависимости вещественной и мнимой частей  $\mu_-(\omega)$  и  $\mu_+(\omega)$  представлены на рис. 3.10. В области частот  $\omega \approx \omega_H$  наблюдается существенное различие значений  $\mu_-$  и  $\mu_+$ , причем изменение  $\mu_-(\omega)$  имеет резонансный характер. Это является следствием совпадения направления поляризации  $\vec{H}_-$  с направлением свободной прецессии вектора намагниченности в феррите. Зависимость  $\mu_+(\omega)$  не имеет особенности при  $\omega = \omega_H$ . Важно отметить, что  $\mu''_-$  и  $\mu''_+$  определяют в волноводе с ферритом затуха-

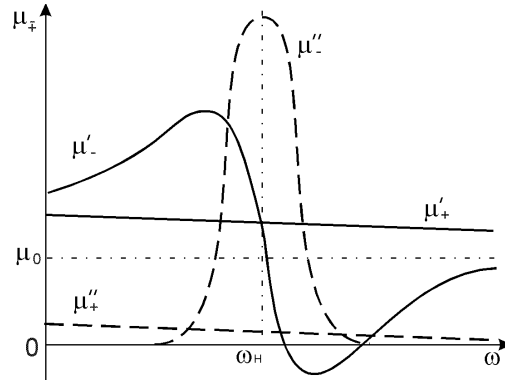


Рис. 3.10

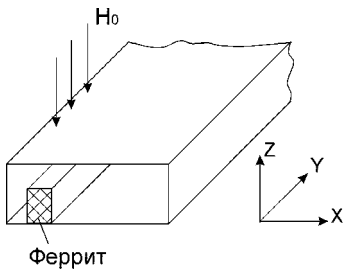


Рис. 3.11

ние электромагнитных волн, магнитное поле которых имеет правую и левую поляризацию соответственно. Поэтому волна, имеющая правую поляризацию магнитного поля в месте расположения феррита в волноводе и частоту  $\omega \approx \omega_H$ , затухает значительно сильнее, чем волна с левой поляризацией.

На этом основана работа резонансных вентиляей. Наиболее распространенная конструкция таких приборов содержит отрезок прямоугольного волновода с ферритовым вкладышем, намагниченным вдоль узкой стенки волновода (рис. 3.11). Вкладыш размещается в плоскости, где магнитное поле волны  $H_{10}$  имеет круговую поляризацию, т.е. на расстоянии, примерно, чет-

верти ширины волновода от узкой стенки. Направление вращения вектора магнитного поля зависит от направления распространения волны. Поэтому прямая волна, имеющая в месте расположения феррита  $\vec{H} \approx \vec{H}_+$ , проходит с небольшим затуханием, а обратная ( $\vec{H} \approx \vec{H}_-$ ) испытывает значительное затухание при условии несовпадения ее частоты с  $\omega_H$ . Создание неоднородного поля  $\vec{H}_0$  позволяет расширить полосу частот до 30...60%. Прямые потери таких вентиляей весьма малы  $-(0,1 \dots 0,2)$  дБ, а обратное затухание достигает 30...35 дБ. Тот факт, что при распространении волны в обратном направлении СВЧ мощность выделяется непосредственно в ферритовом вкладыше, позволяет использовать такие вентиляи лишь на низком и среднем уровне мощности.

Помимо волноводных существуют и другие конструкции резонансных вентиляей. Основным требованием для их реализации является наличие в волноводе области с круговой поляризацией магнитного поля. Так, в дециметровом диапазоне длин волн в качестве волновода используется симметричная линия передачи, центральный проводник которой имеет гребенчатую структуру. Это позволяет получить поляризацию магнитного поля, близкую к круговой в плоскости продольного сечения линии, куда и помещается феррит.

На рис. 3.12 показана микрополосковая конструкция вентиляей. Здесь получение круговой поляризации магнитного поля достигается включением в микрополосковую линию шлейфов определенной длины.

Различие вещественной части магнитной проницаемости феррита для волн с правой и левой поляризацией магнитного поля (см. рис. 3.10) лежит в основе работы невзаимного фазовращателя. Подстановка  $\mu_{\pm}$  в выражение для постоянной распространения  $K_{\pm} = \omega \sqrt{\epsilon_{\phi} \mu_{\pm}}$  позволяет получить

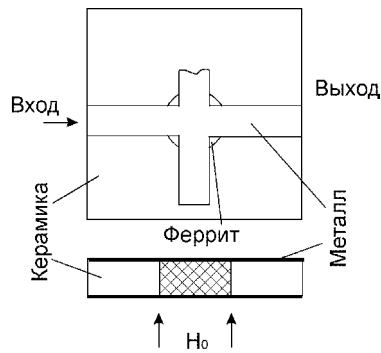


Рис. 3.12

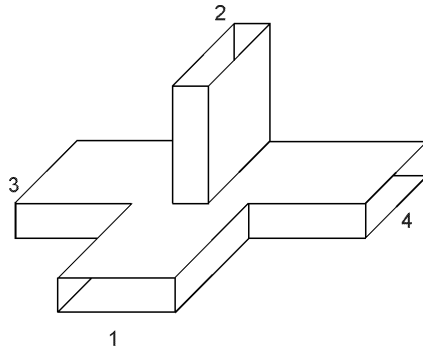


Рис. 3.13

набег фазы для обеих волн на длине секции с ферритом  $L$ . Вычисления показывают, что набеги фаз, а также их разность, зависят от  $\vec{H}_0$  заполнения волновода ферритом и длины  $L$ . Это позволяет создавать электрически управляемые фазовращатели с требуемыми набегами фаз и их разностью для прямой и обратной волн. Конструктивно они аналогичны резонансному вентилю. Существенное отличие состоит в меньшей величине поля намагничивания, так как для обеспечения малых потерь должно выполняться условие  $\omega \gg \omega_H, \omega_M$ .

Невзаимный фазовращатель, помимо самостоятельного применения, является составной частью фазовых циркуляторов. Последние представляют собой мостовые схемы, условия балансировки которых определяются невзаимным фазовращателем, а поэтому различаются для распространяющихся в разных направлениях волн. Рассмотрим фазовый циркулятор на Т-мостах.

Т-мост образуется соединением четырех волноводных плеч (рис. 3.13). При возбуждении плеча 1 (H-плечо) СВЧ мощность делится синфазно между боковыми плечами 3, 4.

При возбуждении плеча 2 (E-плечо) мощность делится между плечами 3 и 4 противофазно. Синфазное возбуждение плеч 4 и 3 приводит к сложению мощностей в H-плече, а противофазное – в E-плече. Схема фазового циркулятора на двух Т-мостах представлена на рис. 3.14. Помимо мостов в нем использованы взаимный и невзаимный фазовращатели. Невзаимный ферритовый фазовращатель конструируется таким образом, чтобы разность фазовых сдвигов прямой и обратной волны составляла  $180^\circ$ . Взаимный фазовращатель компенсирует фазовый сдвиг ферритового фазовращателя в прямом направлении  $\psi_0$ . Из рассмотрения схемы циркулятора следует, что в нем осуществляется следующая циркуляция СВЧ энергии: плечо 1 первого моста – плечо 1 второго – плечо 2 первого – плечо 2 второго – плечо 1 первого.

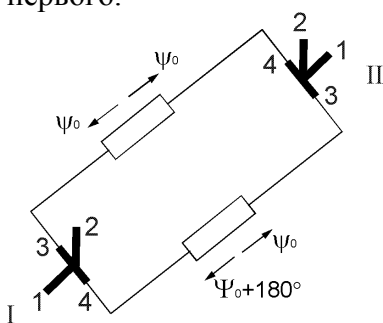


Рис. 3.14

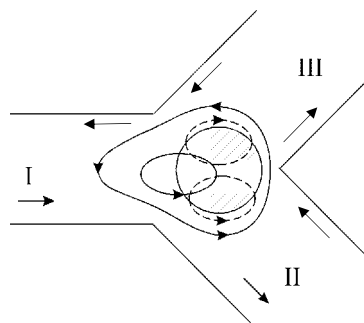


Рис. 3.15

Фазовые циркуляторы используют в качестве развязывающих устройств на высоком уровне мощности, поскольку ферритовые узлы в них работают вдали от области интенсивного поглощения. Фазовые циркуляторы на мостах имеют некоторое конструктивное преимущество перед фарадеевским, поскольку ферритовый вкладыш в них располагается на стенке волновода, а не в его центре. Это облегчает тепловой режим работы ферритового узла.

Одним из самых распространенных устройств является так называемый Y-циркулятор, отличающийся малыми габаритами и сравнительной простотой изготовления. Он состоит из трехплечного волноводного соединения с помещенным в его центр ферритовым вкладышем (рис. 3.15).

Последний обычно имеет форму диска или треугольной призмы. Принцип действия циркулятора поясняется эпюрой силовых линий магнитного поля. Пусть СВЧ волна распространяется со стороны

плеча I (силовые линии ее магнитного поля показаны сплошными линиями). За счет гиротропии свойств в ферритовом вкладыше возникает компонента магнитного поля, перпендикулярная полю падающей волны (ее вид показан штриховой линией). Амплитуды волн, излучаемых в плечи II и III, определяются суммой полей падающей волны и волны, возбужденной ферритом. Как видно из рисунка, в одном плече они всегда складываются в фазе, а в другом – в противофазе. Подбором феррита и волновода можно добиться полной взаимной компенсации полей в одном из плеч и полной передачи энергии в другое плечо. Для рассматриваемого случая при этом будет осуществляться циркуляция I-II-III-I.

Для расширения рабочей полосы используют диэлектрические шайбы и штыри различной конфигурации, что улучшает согласование волнопроводов с ферритовым вкладышем. Современные Y-циркуляторы имеют полосу ~ 30 % при развязке между плечами более 35 дБ и потерях порядка  $10^{-1}$  дБ. Применяются они, в основном, на низких и средних уровнях мощности. Весьма перспективными оказались Y-циркуляторы в микрополосковом исполнении.

Развитие микрополосковой прибору с поперечным намаг-поля. Волноводные кон-струкции однако широкого применения не ва-риантов, то они оказались широкополосности. Перекрытие по поля достигает 1:5. Конструктивно микрополосковую линию 1 на ферритовой подложке 2, к одному краю которой подсоединяется погло-щающий материал 3. Принцип действия таких вентилях основан на различии распределений поля прямой и обратной волны в поперечном сечении линии с ферритом, при этом поле прямой волны локализу-ется у края линии, противоположного поглоти-лю. Такая волна распространяется с малыми потерями, определяемыми качеством феррита, обратная волна имеет распределение поля, смещенное в сторону поглотителя. Это приводит к сильному ее затуханию.

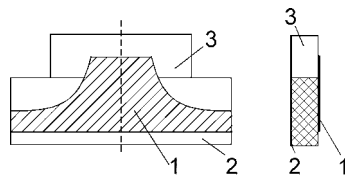


Рис. 3.16

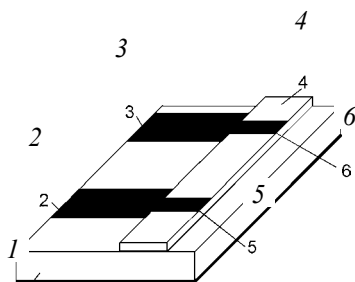
техники вызвало интерес к еще одному нчиванию – вентилю на смещении такого типа были известны и ра-нее, на-шли. Что касается микрополосковых привлекатель-ными ввиду их диапазону у вентилях на смещении вентиль (рис. 3.16) пред-ставляет собой

### 3.5 Приборы на основе спиновых волн в тонкопленочных ферритовых структурах

Принцип действия приборов базируется на явлениях возбуждения и распространения спиновых волн в эпитаксиальных пленках ферритов или бо-лее сложных металл-феррит-диэлектрических структурах. Зави-симость пара-метров спиновых волн от магнитного поля определяет широкие функциональ-ные возможно-сти таких приборов, а малые значения длины спиновых волн их микроминиатюрные размеры. Независимо от назначения в приборе на спино-вых волнах можно выделить устройства ввода и вывода СВЧ сигнала (антенны спиновых волн) и область распространения и взаимодействия спиновых волн, что позволяет отне-сти их к приборам функциональной СВЧ микроэлектро-ники, которая в последнее время развивается осо-бенно интенсивно.

Рассмотрим в качестве примера конструкцию линии задержки на спиновых волнах, представлен-ную на рис. 3.17.

трической подложки 1, ниж-зирована, а на верхней 3, обра-зующие входную и передачи, а также спиновый пленки.



Линия задержки состоит из диэлек-ня поверхность которой металли-расположены металлические пленки 2 и выходную микрополосковые линии

волновод 4 в виде участка ферритовой

Узкие металлические полоски 5 и 6 на ее поверхности имеет электри-ческий контакт с верхними проводниками 2 и 3 микрополосковых линий и является антеннами спиновых волн. При подаче на вход СВЧ сигнала в ферритовой пленке возбуждается спиновая волна, распространяющаяся к выходной ан-тенне и возбуждающая в ней СВЧ сигнал, распространяю-щийся далее по выходной микрополосковой линии. Время задержки сиг-нала определяется расстоянием между антеннами  $L$  и групповой скоро-стью  $v_{гр}$  рабочего типа спиновой волны:  $\tau_3 = L / v_{гр}$ . Изменением намагни-чивающего поля можно изменять  $v_{гр}$  и, следовательно, регулировать время задержки СВЧ сигнала. Зависимость  $v_{гр}(\omega)$  (дисперсия) определя-

ет вид зависимости  $\tau_3(\omega)$ . По этому признаку различают дисперсионные  $\tau_3 = \tau_3(\omega^3)$  и бездисперсионные  $\tau_3 = \text{const}$  линии задержки. Типичными значениями для существующих линия задержки являются  $\tau_3 = 10 \dots 100$  нс, которые практически ограничены затуханием сигнала в ферритовой пленке вследствие потерь. Широкополосность линий задержки на спиновых волнах определяется главным образом полосой пропускания входной и выходной антенн.

Приборы на основе спиновых волн позволяют осуществлять достаточно сложную обработку СВЧ сигналов в их естественном спектре и в этом смысле аналогичны приборам на поверхностных акустических волнах. Отличительными особенностями приборов на спиновых волнах являются более высокие рабочие частоты (1...50 ГГц), возможность электрической перестройки изменением величины или направления намагничивающего поля.

## 4 ПРОЕКТИРОВАНИЕ ФЕРРИТОВЫХ УСТРОЙСТВ

### 4.1 ФЕРРИТОВЫЕ ВЕНТИЛИ

**Ферритовые вентили** – это невзаимные четырехполюсники с малыми потерями в прямом направлении ( $l_{\text{пр}}$ , дБ) и большим – в обратном ( $l_{\text{обр}}$ , дБ). Характеризуются величиной вентильного отношения  $B = l_{\text{обр}} / l_{\text{пр}}$  и согласованием (КСВН) в полосе рабочих частот  $\Delta\nu / \nu$ .

Конструируются с использованием ферритовых вкладышей из нормализованных марок ферритов СВЧ (табл. 3.1). В подмагниченном состоянии ферриты характеризуются тензорной магнитной проницаемостью магнитности  $M$ , частоты  $\nu$  и подмагничивающего поля:

$$\begin{aligned} \mu &= \mu' - j\mu'', \quad k = k' - jk'', \quad \mu_3 \approx 1; \\ \mu' &\approx 1 + \frac{p\sigma}{\sigma^2 - 1}; \quad k' \approx -\frac{p}{\sigma^2 - 1}; \\ \mu'' &\approx \frac{\delta p(\sigma^2 + 1)}{(\sigma^2 - 1)^2 + \frac{4\delta^2 \sigma^2}{\delta^2 + 1}}; \\ k'' &\approx -\frac{2\delta p\sigma}{\sqrt{1 + \delta^2} \left( (\sigma^2 - 1)^2 + \frac{4\delta^2 \sigma^2}{\delta^2 + 1} \right)}. \end{aligned}$$

Относительные намагничивающие поле  $\sigma = \frac{\gamma H^i}{\nu}$  и намагнитченность  $p = \frac{\gamma M}{\nu}$  определяются гиромагнитным отношением электрона  $\gamma \approx 35,2$  МГц/(кА·м<sup>-1</sup>), или 2,8 МГц/Э, внутренним магнитным полем  $H^i$  и намагнитченностью  $M$  или намагнитченностью насыщения  $M_3$ , если материал насыщен, на рабочей частоте  $\nu$ . Ферромагнитный резонанс (ФМР) наблюдается при  $H_{\text{рез}}^i = \nu / \gamma$ , т.е.  $\sigma_{\text{рез}} = 1$ . Ширина кривой поглощения ФМР по половинному уровню  $\Delta H$  определяет значение фактора потерь  $\delta = \frac{\gamma \Delta H}{2\nu}$ . При ФМР

$$\mu''_{\text{рез}} = \frac{(1 + \delta^2)p}{2\delta}, \quad k''_{\text{рез}} = -\frac{\sqrt{1 + \delta^2}p}{2\delta}. \quad \text{Невзаимные свойства феррита оцениваются отношением } \frac{k}{\mu} \approx -\frac{p}{\sigma^2 + p\sigma - 1}.$$

Если подмагничивание поперечно ( $H^i$  ортогонально направлению распространения СВЧ энергии) эффективная магнитная проницаемость  $\mu_{\perp} = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu} \approx \frac{1 + p(\sigma + p)}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$ .

Применяют ферритовые вентили резонансные и на смещение поля.

**4.1.1 Резонансные ферритовые вентили** используют явление невзаимного поглощения СВЧ энергии при ФМР в намагнитченных ферритовых вкладышах, которое наблюдается при круговой поляризации СВЧ магнитного поля, если плоскость поляризации перпендикулярна намагничивающему полю  $H^i$ .

**4.1.2 Резонансный ферритовый вентиль на прямоугольном волноводе.** В таком волноводе с волной  $H_{10}$  СВЧ магнитное поле линейно поляризовано в центре и на узких стенках и вращается в противоположные стороны при смещении от центра в сторону одной или другой узкой стенки. Плоскость

поляризации параллельна широкой стенке волновода, т.е. лежит в плоскости  $H$ . Геометрическое место точек, где поляризация рассматриваемого поля чисто круговая, – две плоскости, параллельные узким стенкам и расположенные симметрично относительно продольной оси волновода. Расстояние этих плоскостей от центра волновода зависит от длины волны  $\lambda$  и размер широкой стенки волновода  $a$ :

$$\frac{t_0}{a} = \frac{\arctg \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}{\pi}.$$

В центре полосы пропускания волновода при  $\frac{\lambda}{a} = \sqrt{2}t_0 = 0,25a$ .

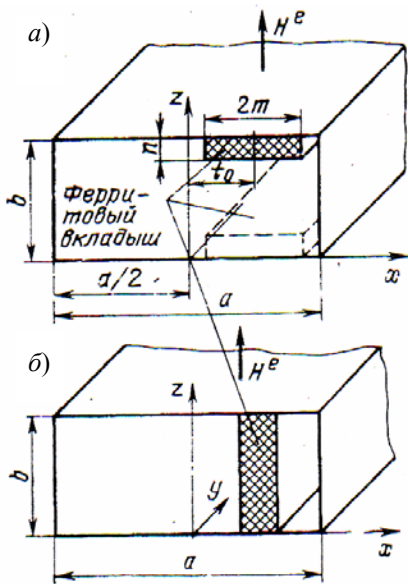


Рис. 4.1 Конструкционные схемы ферритового волноводного резонаторного вентиля:  
а – ферритовый вкладыш в плоскости  $H$ ;

В вентилях длинные ферритовые пластины располагают вдоль волновода так, чтобы центр пластины был удален на  $t_0$  от центра волновода. Вкладыш ориентируют либо в плоскости  $H$  (рис. 4.1, а), либо в плоскости  $E$  (рис. 4.1, б). При работе на высоком уровне мощности используют вентиль в плоскости  $H$ . Рассмотрим последовательность его приближенного расчета.

1 Выбирают марку феррита по заданной  $\lambda$  (табл. 3.1), имея в виду, что первая цифра в обозначении марки – это средняя длина волны (см) диапазона, для которого разрабатывались ферриты данной марки. Для достижения высокого значения  $B$  и работоспособности на высоком уровне мощности  $\Delta H$  должна быть малой, а  $\theta_k$  большой, при этом на минимальной частоте диапазона  $\nu_1$  должно выполняться неравенство:  $M_S \leq \frac{\nu_1}{\gamma} - H_a$ , где  $H_a$  – поле анизотропии выбранной марки, считается  $\approx 0$ , если оно неизвестно.

2 Рассчитывают положение центра вкладыша  $t_0$  по средней длине волны заданного рабочего диапазона и расстояние плоскостей с круговой поляризацией  $t_1$  и  $t_2$  от центра волновода на минимальной  $\lambda_1$  и максимальной  $\lambda_2$  длинах волн рабочего диапазона.

3 Выбирают размеры вкладышей так, чтобы выполнялись неравенства  $2m \leq (0,3...0,4)a$ , но  $2m > |t_1 - t_2|$ . Толщина вкладыша  $n \leq (0,05...0,1)b$  (и тем меньше, чем выше уровень мощности).

4 Определяют значение рабочего внутреннего магнитного поля по средней частоте  $\nu$  заданного диапазона:  $H^i = \frac{\nu}{\gamma}$ . При этом относительное внутреннее поле  $\sigma = 1$  и относительная намагниченность насыщения  $p = \frac{\gamma M_S}{\nu}$ . Рассчитывают для крайних частот диапазона  $\sigma_{1,2} = \frac{\gamma H^i}{\nu_{1,2}}$  и  $p_{1,2} = \frac{\gamma M_S}{\nu_{1,2}}$ , а для средней частоты – фактор потерь  $\delta$ . По этим величинам определяют соответствующие краям диапазона значения  $\mu''_{1,2}$  и  $k''_{1,2}$ .

5 Рассчитывают длину ферритовых пластин  $l_\phi$ . Для уменьшения общей длины вентиля в волноводе симметрично на противоположных широких стенках устанавливают две пластины. При этом заданное на краях рабочей полосы значение  $L_{обр1,2}$  дБ, определяет минимально допустимую длину вкладышей

$$L_{обр1,2} \approx 8,7 \frac{2n}{b} \frac{l_\phi}{a} \frac{\sin 2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{t_{1,2}}{a}} \times \left[ \mu''_{1,2} \left( \frac{2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{m}{a}} - \cos \frac{2\pi t_{1,2}}{a} \cos \frac{2\pi t_0}{a} \right) - k''_{1,2} \sin \frac{2\pi t_{1,2}}{a} \sin \frac{2\pi t_0}{a} \right].$$

По этому же выражению рассчитывают прямые потери на краях полосы, сменив знак перед  $k_{1,2}''$  на обратный.

6 В центре заданного диапазона

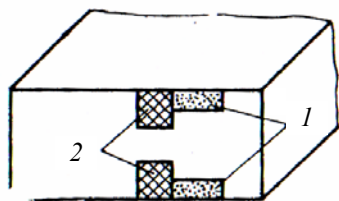
$$L_{\text{обр}} \approx 8,7 \frac{2n}{b} \frac{l_{\phi}}{a} \frac{\sin 2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{t_0}{a}} \left[ \mu_{\text{рез}}'' \left( \frac{2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{m}{a}} - \cos^2 \frac{2\pi t_0}{a} \right) - k_{\text{рез}}'' \sin^2 \frac{2\pi t_0}{a} \right],$$

вентильное отношение (без учета диэлектрических потерь)

$$B \approx \frac{\mu_{\text{рез}}'' \left( \frac{2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{m}{a}} - \cos^2 \frac{2\pi t_0}{a} \right) - k_{\text{рез}}'' \sin^2 \frac{2\pi t_0}{a}}{\mu_{\text{рез}}'' \left( \frac{2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{m}{a}} - \cos^2 \frac{2\pi t_0}{a} \right) + k_{\text{рез}}'' \sin^2 \frac{2\pi t_0}{a}}, \quad L_{\text{пр}} = \frac{L_{\text{обр}}}{B}.$$

7 Внешнее магнитное поле  $H^e \approx H^i + M_S$ .

Для расширения полосы рабочих частот используют неоднородное по длине или ширине внешнее магнитное поле. Согласование достигается устройством на концах пластин клиновидных скосов. Улучшение характеристик наблюдается при введении диэлектрического активатора (рис. 4.2) из материала с низким  $\text{tg} \delta$  и  $\epsilon_d = 10 \dots 15$ . Крепление вкладышей и активаторов при низких уровнях мощности производится клеями (например, ПДИ-ЗАК, БФ-4, К-400). Последний имеет повышенную теплопроводность. При высоких уровнях мощности пластины часто припаиваются к стенкам волновода, охлаждаемым принудительно. Залуживание феррита производится мягкими припоями ультразвуковым способом или жиганием серебряных паст. Для пайки с латунной, медной, алюминиевой арматурой толщиной менее 5 мм рекомендуют применять припой ПОИ-75.



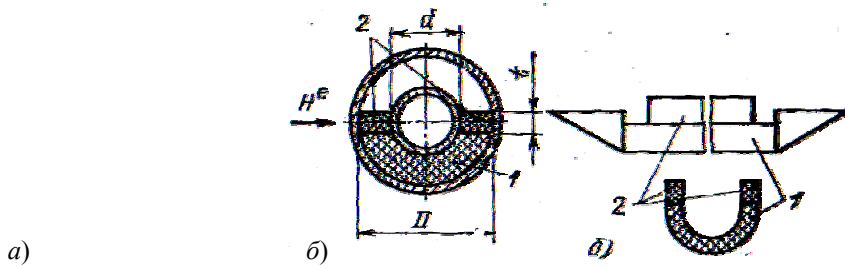
**Рис. 4.2** Схема резонансного ферритового вентиля с

**улучшенными электрическими характеристиками:**

1 – ферритовые пластины;  
2 – диэлектрические активаторы

**4.1.3 Резонансный ферритовый вентиль на коаксиальном волноводе** является широкополосным прибором со сравнительно малыми габаритами. Основной тип волны – поперечная Т-волна. Областей с круговой поляризацией СВЧ магнитного поля в обычных условиях в таком волноводе нет. Для их создания частично заполняют коаксиальный волновод диэлектриком с большой проницаемостью  $\epsilon_d \approx 10 \dots 20$  (рис. 4.3). Круговая поляризация на поверхности диэлектрика возникает, если  $\frac{\pi}{2} < \frac{\lambda}{(D+d)} < \pi$ .

Диаметры проводников волновода должны также обеспечивать заданное волновое сопротивление. Марка феррита выбирается как указывалось выше. Толщина вкладыша для стандартных размеров волноводов (16×6,95 мм, 16×4,6 мм, 10×4,34 мм)  $t \approx 1 \dots 2$  мм, длина  $l_{\phi} \approx 0,5\lambda$ . Диэлектрический вкладыш имеет согласующие полуконусы длиной  $\sim 0,5\lambda$ , выполняется из материалов алюминооксидной керамики и др.



**Рис. 4.3 Резонансный ферритовый вентиль на коаксиальном волноводе:**  
*a* – поперечное сечение волновода с частичным феррито-диэлектрическим  
 заполнением; *б* – форма феррито-диэлектрического вкладыша:  
*1* – диэлектрический вкладыш; *2* – ферритовые пластины.

Требуемую  $\varepsilon_d$  при заданных  $D$ ,  $d$ ,  $t$  и  $\lambda$  определяют из соотношения

$$\frac{t}{\lambda} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_\phi} \operatorname{tg} \left[ \frac{4,94(D+d)\sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_\phi}}{\lambda} \right] - 2\pi\sqrt{\varepsilon_\phi - 1}}.$$

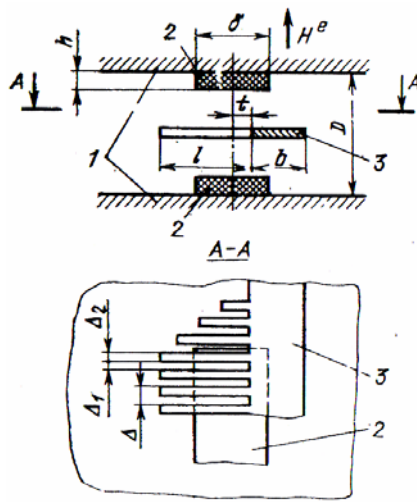
Требуемое внешнее магнитное поле

$$H_{\text{рез}}^e = \sqrt{M_s^2 \frac{(N_x - N_y)^2}{4} + \left(\frac{\nu}{\gamma}\right)^2 + M_s \left[ N_z - \frac{(N_x + N_y)}{2} \right]},$$

где  $N_x + N_y + N_z = 1$  – размагничивающие факторы ферритовых пластин по осям, выбранным так, что ось  $y$  совпадает с направлением распространения СВЧ энергии (с осью волновода), ось  $z$  – с направлением постоянного магнитного поля. Для длинных пластин с размерами  $t \times l_\phi \times 2mN_y \approx 0$ ,  $N_z \approx \frac{t}{t+2m}$ ,  $N_x \approx \frac{2m}{t+2m}$ . Такие вентили при использовании иттриевых феррогранатов имеют в диапазоне ДЦБ  $L_{\text{обр}} \geq 20$  дБ,  $V \geq 20$ , КСВН  $\leq 1,3$  в двухкратной полосе частот.

**4.1.4 Резонансный ферритовый вентиль на полосковом волноводе** (рис. 4.4) использует для создания области с круговой поляризацией СВЧ магнитного поля гребенчатую замедляющую структуру на центральном полосковом проводнике, образованную рядом разомкнутых шлейфов, длины которых на основной части вентилья  $l \approx 0,125\lambda$ , а на концах вентилья для широкополосного согласования  $l$  плавно уменьшается. Выбор размеров: длина ферритовой пластины  $l_\phi \approx (0,5...0,7)\lambda$ ,  $h \approx (0,1...0,2)D$ ,  $\delta \approx (0,05...0,1)\lambda$ ,  $\Delta_1 \approx \Delta_2$ ,  $3\Delta \leq D$ ,  $\Delta_1 + \Delta_2 = \Delta$ . Выбор марки феррита производят так же, как и для волноводных вентильей, внешнее подмагничивающее поле  $H^e \approx H^i + M_s$ ,  $H^i = \gamma/\nu$ . Эти вентили широкополосны, имеют относительно малые габариты и хорошие условия для отвода тепла от ферритовых вкладышей, могут работать на высоком уровне мощности.





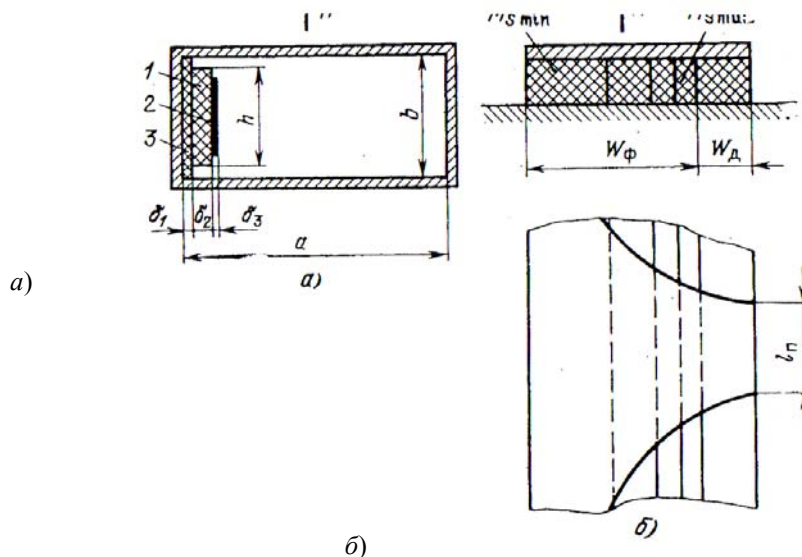
**Рис. 4.4 Резонансный вентиль на полосковом волноводе с гребенчатым центральным проводником:**

1 – заземленные пластины; 2 – ферритовые вкладыши;

3 – центральный проводник с гребенчатой замедляющей структурой

**4.1.5 Ферритовые вентили на смещении поля** основаны на изменении распределения СВЧ электрического поля при прямом и обратном направлениях распространения волны в линии передачи с подмагниченной внешним полем ферритовой пластиной.

Ферритовый вентиль на прямоугольном волноводе (рис. 4.5, а) включает подмагниченную полем  $H^e$  ферритовую пластину 1, на боковой поверхности которой нанесен резистивный поглощающий слой 2 с поверхностным сопротивлением  $\rho_s = 100 \dots 200 \text{ Ом}/\square$ . Положение ферритовой пластины фиксируется диэлектрической прокладкой 3 из материала с невысоким значением  $\epsilon_d$  (кварцевое стекло, стеклотекстолит). Амплитуда СВЧ электрического поля на поглощающем слое при прямом направлении распространения близка к нулю (малые потери), при обратном – максимальна (большие потери). Для работы в сантиметровом диапазоне волн рекомендуют выбирать марки ферритов с достаточно высокой  $M_S \approx 200 \dots 300 \text{ кА/м}$  и узкой резонансной кривой  $\Delta H < 10 \text{ кА/м}$ . Допустимо использовать марки с повышенным значением  $\text{tg } \delta_e$ . Для широкополосных приборов целесообразно иметь  $p = \frac{\gamma M_S}{v} < 1$ .



**Рис. 4.5 Ферритовый вентиль на смещении поля:**

а – на прямоугольном волноводе;

б – на несимметричном полосковом волноводе

Внутреннее магнитное поле должно обеспечивать выполнение следующего условия:  $\mu_{\perp} \leq 0$ . Этому, а также получению достаточно малых  $l_{np}$ , соответствует область:  $1 - p < \sigma < \sqrt{\frac{p^2}{4} + 1} - \frac{p}{2} - 2\delta$ . Это соотношение является исходным для расчета и конструирования магнитной системы, при этом внешнее магнит-

ное поле ввиду слабого размагничивания из-за вертикального расположения пластины ненамного больше внутреннего  $H^i = \frac{\sigma v}{\gamma}$ .

Резистивный слой наносится напылением термостойких нихромовых и других пленок и защищается от окисления при разогреве термостойкими покрытиями.

Геометрические размеры: длина поглощающего слоя (вдоль волновода)  $\approx 1,5\lambda$ , длина согласующих скосов на концах феррито-диэлектрического вкладыша  $\approx 0,5\lambda$ , высота ферритовой пластины  $h \approx 0,7b$ , толщины  $\delta_1 \approx (0,03...0,04)a$ ,  $\delta_2 \approx (0,15...0,16)a$ ,  $\delta_3 < (0,001...0,002)a$ .

Вентили на полосковом волноводе на смещении поля (рис. 4.5, б) очень широкополосны (достигаются перекрытия частот от 3:1 до 5:1), малогабаритны (особенно на несимметричном полосковом волноводе). Используют сложные феррито-физэлектрические вкладыши, в которых диэлектрический материал с большими потерями (феррооксид и др.) является поглотителем. Для достижения широкополосности ферритовая часть вкладыша набирается из феррита трех-четырёх разных марок. Слой, прилегающий к поглотителю, должен иметь самую высокую  $M_{S_{\max}} \approx \frac{0,8v_{\max}}{\gamma}$ , где  $v_{\max}$  – максимальная частота

рабочего диапазона; в дальнем от поглотителя слое используют материал с  $M_{S_{\min}} \approx \frac{1,3v_{\min}}{\gamma}$ .

Ширина полоскового проводника на ферритовом заполнении, мм:  $W_{\phi} \approx \frac{250}{v_{\max} \sqrt{\epsilon_{\phi}}}$ ,  $v_{\max}$  в ГГц. Ширина проводника на поглотителе  $W_{\text{д}} \approx (0,03...0,05)\lambda$ . Длина поглотителя  $l_{\text{п}} \approx 3W_{\text{д}}$ . Требуемое внутреннее относительное подмагничивание  $\sigma \ll 1$ , а внешнее поле  $H^e \approx M_S$ . Согласование вентилей обеспечивается многоступенчатыми или плавными переходами, длина и радиус кривизны последних  $\approx \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{\phi}}}$ .

## 4.2 ФЕРРИТОВЫЕ ЦИРКУЛЯТОРЫ

**Ферритовые циркуляторы** – невзаимные трех- или более плечевые устройства, в которых электромагнитная энергия передается в определенном порядке из одного плеча в другое; например,  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1 \rightarrow \dots$  (цифры – номера плеч). Изменение направления внешнего постоянного магнитного поля на противоположное приводит к обратному направлению распространения СВЧ энергии:  $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 4 \rightarrow \dots$ . Основное преимущество циркуляторов перед вентилями – отраженная энергия поглощается не в ферритовом вкладыше, а отводится в изолированное плечо и рассеивается в специально подключенной нагрузке. Используются как развязывающие устройства при неизменном направлении подмагничивающего поля или как переключатели, управляемые сменой направления подмагничивания.

**4.2.1 Симметричный Y-циркулятор на прямоугольном волноводе** (рис. 4.6) имеет три плеча.

Цилиндрический ферритовый вкладыш 1 полностью, либо частично (с разветвление в  $H$ -плоскости на вкладыш надевают трансформатор 3 и вводят штыри 4. В простейшем без зазора ( $\Delta = 0$ ) его диаметр

намагниченность материала,  $p \approx \frac{\sqrt{\epsilon_{\phi}}}{8,5\sqrt{\epsilon_{\phi} - 14}}$ . Требуемая

поле  $H^i$  определяется для намагничивания  $M = f(H^i)$ . Размагничивающий фактор  $D_{\phi}$  и высотой  $h$ :

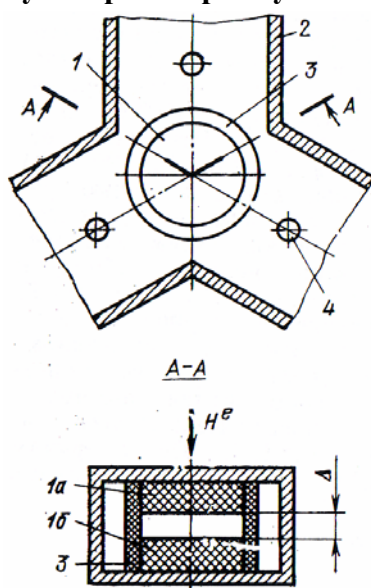


Рис. 4.6 Симметричный Y-циркулятор на прямоугольном

вкладыш 1 заполняет по высоте либо зазором  $\Delta$ ) 120-градусное 2. Для увеличения широкополосности кольцевой диэлектрический дополнительные диэлектрические случае чисто ферритового вкладыша

$D_{\phi} \approx \frac{0,75\lambda}{\sqrt{\epsilon_{\phi}}}$ , требуемая относительная

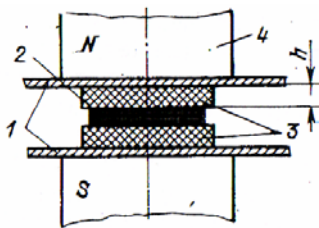
который обычно не насыщен,

$M = \frac{vP}{\gamma}$ , соответствующее внутреннее

выбранного материала по кривой Внешнее поле  $H^e = H^i + N_z M$ . цилиндрического образца диаметром

$$N_z \approx \frac{1 - \frac{h}{D_\phi} \frac{\arcsin \sqrt{1 - \left(\frac{h}{D_\phi}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{h}{D_\phi}\right)^2}}}{1 - \left(\frac{h}{D_\phi}\right)^2}$$

**4.2.2 Полосковые Y-циркуляторы** (рис. 4.7) конструируют на базе 120-градусного разветвления полоскового волновода, образованного заземленными пластинами 1 и центральным проводником 2. Между ними помещают ферритовые дисковые вкладыши 3, намагниченные магнитной системой 4. Могут работать как в дорезонансных полях ( $\sigma < 1$ ), так и в зарезонансной области. Размеры вкладышей и требуемая величина подмагничивающего поля определяется уравнениями циркуляции, решаемыми с учетом зависимости компонент  $\mu$  от подмагничивающего поля:



$$D \approx \frac{0,58\lambda}{\sqrt{\mu_\perp \epsilon_\phi}}; \quad h \approx \frac{0,00153\lambda m Z_0 \left| \frac{k}{\mu} \right|}{\alpha_z \mu_\perp},$$

где  $m$  – число дисковых вкладышей ( $m = 2$  – при симметричном полосковом волноводе,  $m = 1$  – при несимметричном);  $Z_0$  – волновое сопротивление подводящих волноводов;  $\alpha_z$  – коэффициент, учитывающий краевые поля. Для симметричного полоскового волновода

$$\alpha_z = 1 - 0,00456 Z_0 \sqrt{\epsilon_d} = \frac{1}{1 + 0,43 \frac{2h}{b}},$$

для несимметричного

$$\alpha_z = \frac{1}{1 + 1,735 \epsilon_d^{-0,0724} \left(\frac{b}{h}\right)^{-0,836}},$$

$\epsilon_d$  – проницаемость диэлектрического заполнения полоскового волновода.

Рис. 4.7 Y-циркулятор на симметричном полосковом волноводе

В диапазоне дециметровых волн применяют зарезонансный режим ( $\sigma > 1$ ). Расчет ведут по задаваемым  $\lambda$  и  $p$ , принимаем равной высоте подводящих волноводов. Выбирают марку феррита (целесообразно из иттриевых феррогранатов), определяют таким образом необходимые для дальнейшего расчета значения  $M_S$  и  $\epsilon_\phi$ . Рассчитывают параметр  $A = \frac{653\alpha_z h}{Z_0 m \lambda}$  и требуемое относительное поле  $\sigma = \sqrt{1 - \frac{p}{A}} - p$  по относительной намагниченности насыщения  $p = \frac{\gamma M_S}{v}$ . Для обеспечения малых вносимых потерь должны выполняться следующие неравенства:  $\sigma \geq 1,4 \dots 1,6$  и  $p < \sigma$ . При невыполнении одного из них меняется либо марка феррита, либо высота вкладыша  $h$ . Далее определяют  $\mu_\perp = \frac{1 + p(p + \sigma)}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$  и по первому уравнению циркуляции – диаметр вкладыша. Полоса рабочих частот (по уровню развязки 20 дБ)

$\frac{2\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{30p}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$ , %. Внешнее поле подмагничивания  $H^e \approx \frac{\sigma v}{\gamma} + N_z M_S$ . Для определения  $N_z$  можно пользоваться приведенной выше формулой, но для  $m = 2$  высоту вкладыша надо удвоить.

При  $\lambda \leq 20 \dots 30$  (см) и применении соответствующих по диапазону иттриевых феррогранатов рекомендуют использовать дорезонансный режим ( $\sigma < 1$ ) – снижается масса магнитной системы и несколько расширяется полоса рабочих частот. При заданной высоте  $h$  расчет ведут в следующем порядке. Определяют параметр  $A$ . Затем, так как материал вкладышей в этом случае обычно ненасыщен, рассчитывают требуе-

мое значение относительной намагниченности  $p \approx \frac{0,95A}{\sqrt{A_2 + 1}}$ , при этом  $p \leq 0,5 \dots 0,6$ . Найдя значение эффективной магнитной проницаемости  $\mu_{\perp} \approx 0,9 - p^2$ , по первому уравнению циркуляции определяют диаметр вкладыша. Внутреннее поле подмагничивания  $H^i$  находят по кривой намагничивания выбранного материала, имея в виду что  $M = \frac{\nu p}{\gamma}$ . Расчет внешнего поля проводится так же, как и для волноводного Y-циркулятора. Полоса рабочих частот  $\frac{2\Delta\nu}{\nu} \approx 30p, \%$ . Низкие вносимые потери обеспечиваются при  $\mu_{\perp} \geq 0,7 \dots 0,8$ .

Для расширения полосы рабочих частот используют четвертьволновые трансформаторы на входах циркулятора, специальные комбинации отрезков линий длиной  $\lambda_n/8$  ( $\lambda_n$  – длина волны в линии,  $\lambda_n = \lambda / \sqrt{\epsilon_d}$ ), а также специальные режимы. Конструкторские расчеты для этих случаев приведены в [5].

Y-циркуляторы высокого уровня мощности выполняют на симметричных полосковых волноводах. Ферритовые вкладыши запаивают или приклеивают клеем с высокой теплопроводностью к заземленным пластинам, от которых производится теплоотдача. При разогреве феррита падает  $M_S$ , поэтому максимальная рабочая температура вкладыша не должна превышать  $t_{\max} = (0,6 \dots 0,7)\theta_K$ . При интенсивном принудительном охлаждении можно ориентироваться на следующее значение максимально допустимой средней мощности:  $P_{\text{доп}} \leq \frac{600\lambda\Delta t}{Z_0 \left| \frac{k}{\mu} \right|}$ , Вт ( $\Delta t$  – разность между температурой охлаждаемых заземленных пластин и

$t_{\max}$ ,  $\lambda$ , подставляемых в  $M$ ).

В диапазоне  $\nu < 1 \dots 1,5$  ГГц для уменьшения  $D$  вкладышей используют емкостные реактивные элементы, включаемые на входах Y-циркулятора у внешней поверхности дисков. Используют малогабаритные керамические конденсаторы К10-9, подстроечные типа КТ4. Небольшие величины емкости (до 10...20 пФ) можно реализовать с помощью разомкнутых полосковых шлейфов длиной менее  $\lambda_n/4$  или путем расширения подводящих полосков. Порядок расчета следующий. По заданным  $Z_0$  и  $h$  определяется ширина  $b$  центрального полоскового проводника подводящих волноводов. Из конструктивных соображений выбирают  $D \leq 0,04\lambda$  и рассчитывают угол запитки  $\psi = \arctg \frac{b}{D}$ . По графикам (рис. 4.8) отыскивают функции этого угла  $f_{1..4}(\psi)$ . Исходя из рабочей  $\lambda$ , выбирают марку феррита и по  $M_S$  рассчитывают  $p$ . Ориентировочно в рабочей точке задают  $\mu_{\perp} = 1,4 \dots 1,8$ , затем определяют аргумент  $x_{\perp} = \frac{\sqrt{\epsilon_{\phi}\mu_{\perp}}\pi D}{\lambda}$  и параметр  $A$  (см. выше). Рассчитывают относительное поле подмагничивания  $\sigma = \sqrt{1 + p \frac{f_3(\psi) + x_{\perp}^2 f_4(\psi)}{A}} - p$ . Уточняют  $\mu_{\perp} = 1 + \frac{p(\sigma + p)}{\sigma_2 + p\sigma - 1}$ , при слишком больших (>10...20%) расхождениях расчетного значения  $\mu_{\perp}$  и ранее заданного производится корректировка этой величины и пересчет  $x_{\perp}$  и  $\sigma$ .

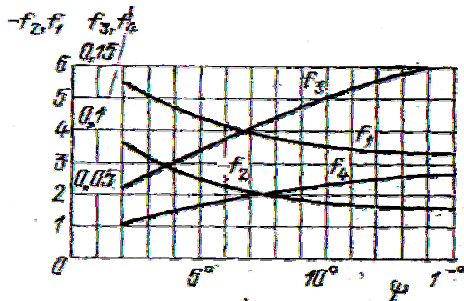


Рис. 4.8 Графики для определения расчетных функций угла запитки

Для обеспечения низких вносимых потерь необходимо выполнение неравенств:  $\sigma \geq p$  и  $\sigma \geq 1,4 \dots 1,6$ . При их невыполнении либо уменьшают высоту дисков  $h$ , либо выбирают марку феррита с меньшей

$M_S$ . Далее рассчитывают  $\left| \frac{k}{\mu} \right| = \frac{p}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$  и емкость, включаемую в каждое плечо Y-циркулятора:

$$\frac{C}{\lambda} = \frac{306 [f_1(\psi) + x_1^2 f_2(\psi)]}{Z_0 \left| \frac{k}{\mu} \right|}, \text{ пФ/м. Внешне поле подмагничивания } H^e = \frac{\sigma v}{\gamma} + N_Z M_S.$$

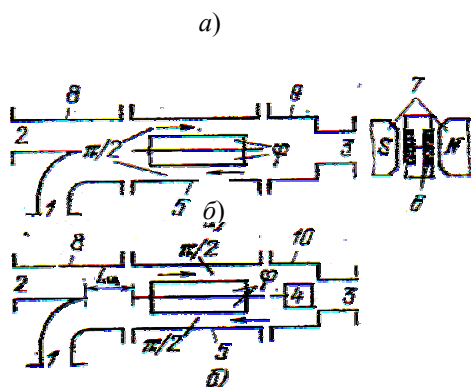
**4.2.3 Фазовые циркуляторы** конструируют на прямоугольных волноводах для использования на высоких уровнях мощности. Через циркулятор, изображенный на рис. 4.9, а, энергия распространяется в направлении  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$  или противоположном при смене знака  $H^e$ , через циркулятор, схема которого соответствует рис. 4.9, б,  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 1$  (или противоположное). Длина щели 3-децибельного моста

$$L_{\text{щ}} = \frac{0,5\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{0,25\lambda}{a}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{0,5\lambda}{a}\right)^2}}, \text{ где } a - \text{ ширина волновода.}$$

Марка феррита выбирается по тем же рекомендациям, что и для резонансного волноводного вентиля. При прочих одинаковых параметрах целесообразно ориентироваться на марки с меньшим значением  $M_S$ . Ферритовые вкладыши устанавливают так же, как и в волноводных резонансных вентилях: координаты центра пластины  $t_0 \approx 0,25a$ ; рекомендации по выбору  $m$  и  $n$  те же. Длина вкладышей  $L_{\phi}$  должна обеспечивать для каждого из

**Рис. 4.9 Конструктивные схемы фазовых ферритовых**

**циркуляторов на прямоугольных волноводах:**



1-4 – входы (плечи) фазового циркулятора; 5 – секция невзаимных фазовращателей; 6 – ферритовые вкладыши; 7 – полюсные наконечники магнитной системы; 8 – секция трехдецибельного щелевого моста; 9 – переход на сдвоенный волновод; 10 – модифицированный двойной Т-мост

четырех ферритовых пластин дифференциальный фазовый сдвиг  $\Delta\phi = 0,25\pi$ . Это выполняется, если

$$\frac{L_{\phi}}{a} \approx \frac{1}{8k' \frac{2m}{a} \frac{n}{b}}, \text{ где } k' - \text{ недиагональная компонента тензора } \mu. \text{ Обычно выбирают } \frac{L_{\phi}}{a} \geq 3 \dots 8, \text{ при этом тре-}$$

буемое  $k' < 1$ , что обеспечивает малые вносимые потери. Внутреннее магнитное поле дорезонансное:

$$\sigma < \sqrt{1-p} = \sqrt{1 - \frac{\gamma M_S}{v}}.$$

Концы вкладышей для согласования выполняют в виде клиньев длиной до  $\lambda_b/2$ . При работе с большой мощностью вкладыши набирают из прямоугольных пластин со стороной 30...40 мм, которые запаивают на стенку волновода один рядом с другим, образуя пластинчатый вкладыш необходимой длины. Острые кромки тщательно скругляют ( $r \approx 1$  мм).

### 4.3 СИСТЕМЫ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Создание магнитотвердых материалов с высокими свойствами обусловило применение постоянных магнитов в разнообразных приборах и устройствах во многих областях техники. Это, например: элек-

тровоакуумные и ферритовые устройства СВЧ – лампы бегущей волны, гетеродинные лампы обратной волны, циклотроны, вентили и др.

В общем случае магнитная система представляет собой сложную магнитную цепь, в которой к постоянному магниту могут быть подключены магнитопроводы, полюсные наконечники, магнитные шунты, термощунты, выпрямители поля, магнитные экраны, крепежные детали и другие элементы.

Параметры магнитной системы в значительной степени определяют параметры всего устройства в целом. Так, для электровакуумных приборов СВЧ масса магнитной системы составляет 60...90 % от общей массы прибора, а стоимость – 20...50 % стоимости прибора. Разработка сложной магнитной системы занимает 30...40 % общего объема разработки устройства.

Следовательно, проектирование магнитных систем с постоянными магнитами является важной инженерно-экономической задачей.

Проектирование магнитной системы с постоянным магнитом в большинстве случаев сводится к выбору материала, размеров магнита и конфигурации магнитной системы, обеспечивающих получение заданного значения магнитной индукции в рабочем воздушном зазоре при наилучшем использовании свойств материала.

Степень использования свойств материала можно оценить с помощью коэффициента использования материала  $\sigma$ , который представляет собой отношение магнитной энергии в воздушном зазоре к максимально возможной энергии магнита данного объема (максимально возможная энергия соответствует идеализированному случаю работы всего объема магнита в точке  $(BH)_{\max}$ ):

$$\sigma = \frac{B_p H_p V_p}{(BH)_{\max} V_m}, \quad (4.1)$$

где  $B_p, H_p$  – соответственно, магнитная индукция и напряженность магнитного поля в рабочем воздушном зазоре;  $V_p$  – объем рабочего зазора;  $V_m$  – объем магнита.

Коэффициенту  $\sigma$  можно придать и другой физический смысл. Перепишем формулу (4.1) в следующем виде:

$$\sigma B_D H_D S_M l_M = B_p H_p S_p l_p,$$

где  $B_D, H_D$  – индукция и напряженность поля магнита, работающего в точке  $(BH)_{\max}$ ;  $l_M, l_p$  – длины;  $S_M, S_p$  – площади поперечного сечения соответственно магнита и рабочего воздушного зазора.

Так как  $H_D l_M = H_p l_p$ , то

$$\sigma = \frac{\Phi_p}{\Phi_M}, \quad (4.2)$$

т.е.  $\sigma$  можно представить как отношение магнитного потока в рабочем зазоре к магнитному потоку магнита, работающего в точке  $(BH)_{\max}$ .

Формулы (4.1) и (4.2) показывают, что коэффициент использования материала характеризует потери энергии (или магнитного потока) на пути от магнитной нейтрали до рабочего зазора. Очевидно, что  $\sigma$  всегда меньше единицы; для систем высокого качества  $\sigma = 0,2...0,6$ . Потери энергии магнита обусловлены рассеянием магнитного потока, падением м.д.с. по длине магнитопровода и поперечным намагничиванием. При этом считаем, что рабочей является точка  $(BH)_{\max}$  и намагничивание произведено до предельных характеристик. "Недомагничивание" может быть больше суммы всех других потерь.

## 5 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ И ФЕРРИТОВ

### 5.1 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАТЕРИАЛОВ

В современных радиоэлектронных устройствах широко применяются полупроводниковые, диэлектрические и ферритовые материалы. Они используются в полупроводниковых и электровакуумных приборах, конденсаторах, катушках индуктивности, переключателях, фазовращателях, линиях передач, антеннах. В связи с задачами повышения надежности, расширения функциональных возможностей и уменьшения размеров многие радиоэлектронные устройства сверхвысоких частот выполняют в виде интегральных схем. Особенности явлений на сверхвысоких частотах обусловили конструкции интегральных схем в виде планарных устройств, в которых компоненты (усилители, делители) собраны на основе несимметричных полосковых линий.

Проводники и пассивные элементы, как правило, получают путем напыления на диэлектрическую либо ферритовую подложку, а активные элементы монтируют в соответствующих точках линии. Качество интегральной схемы в значительной мере зависит от параметров материала подложки. Например, волновое сопротивление линии, длина электромагнитной волны в ней, потери электромагнитной энергии, стабильность конструкции в целом определяются электромагнитными параметрами подложки.

К электромагнитным параметрам диэлектриков, магнитодиэлектриков и ферритов относят комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемости:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\varepsilon} &= \varepsilon' - j\varepsilon''; \\ \dot{\mu} &= \mu' - j\mu'', \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

где  $\varepsilon'$  и  $\mu'$  – действительные части диэлектрической и магнитной проницаемостей;  $\varepsilon''$  и  $\mu''$  – мнимые части проницаемостей.

В общем случае диэлектрическая и магнитная проницаемости характеризуют скорость  $v$  распространения электромагнитных волн в пространстве, заполненном данным материалом,

$$v = \frac{1}{\sqrt{\dot{\varepsilon}\dot{\mu}}}. \quad (5.2)$$

Для свободного пространства (вакуума) соотношение (5.2) имеет вид

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}, \quad (5.3)$$

где  $c$  – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме ( $c = 299\,792\,454$  м/с);  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$  – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

На практике комплексные проницаемости, входящие в уравнение (5.2), характеризуют относительными величинами: действительные части – относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями:

$$\varepsilon'_r = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0}, \quad \mu'_r = \frac{\mu'}{\mu_0}, \quad (5.4)$$

а мнимые части – тангенсами углов диэлектрических ( $\text{tg}\varepsilon$ ) и магнитных ( $\text{tg}\mu$ ) потерь:

$$\text{tg}\varepsilon = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}, \quad \text{tg}\mu = \frac{\mu''}{\mu'}. \quad (5.5)$$

Параметры  $\varepsilon_r$ ,  $\mu_r$ ,  $\text{tg}\varepsilon$ ,  $\text{tg}\mu$ , определяемые формулами (5.4) и (5.5), величины безразмерные.

Особенность ферритовых материалов состоит в том, что при намагничивании постоянным полем магнитная проницаемость меняется в зависимости от уровня магнитного поля и его ориентации относительно направления распространения электромагнитной волны. Свойства такой среды описываются тензором, в общем случае имеющем девять компонент.

В частном случае, при совпадении направления магнитного поля с направлением распространения электромагнитной волны некоторые компоненты обращаются в нули и тензор принимает вид:

$$\bar{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{vmatrix}, \quad (5.6)$$

где  $\mu$  – диагональная компонента тензора;  $\mu_a$  – недиагональная компонента;  $\mu_z$  – компонента тензора в направлении распространения.

Магнитная проницаемость ферритов зависит не только от намагничивающего поля, но и частоты, что иллюстрируется рис. 5.1. Рабочей областью ферритов СВЧ служит область выше  $f_B$ , где магнитная проницаемость  $\mu_r$  близка к единице, а магнитные потери малы. Частота  $f_B$  зависит от намагниченности насыщения материала

$$f_B = \gamma(H_a + 4\pi M_S), \quad (5.7)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение;  $H_a$  – эффективное поле анизотропии;  $4\pi M_S$  – намагниченность насыщения материала.

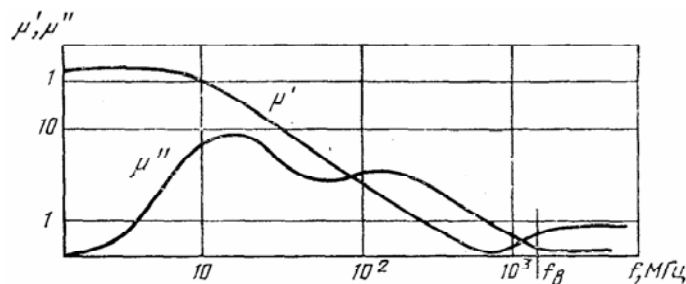


Рис. 5.1 Зависимость магнитной проницаемости ферритов СВЧ от частоты

Для ферритов, используемых в диапазоне СВЧ, намагниченность насыщения может иметь значения от 300 до 2000 Гс.

Недиагональная компонента магнитной проницаемости  $\mu_a$  в формуле (5.6) обуславливает невзаимные свойства устройств (вентилей, циркуляторов, фазовращателей, модуляторов), при расчете которых иногда используют "эффективную магнитную проницаемость"  $\mu_3$ , связанную с компонентами тензора  $\mu$  и  $\mu_a$  следующим соотношением:

$$\mu_3 = \frac{1}{1 + g(\mu \cdot M - 1)}, \quad (5.8)$$

где  $M = \frac{\mu}{\mu^2 - \mu_a^2}$ ;  $g$  – коэффициент заполнения.

Для достижения качественных характеристик интегральных устройств при их производстве необходимо контролировать диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$ , компоненты тензора магнитной проницаемости  $\mu$  и  $\mu_a$  (для невзаимных устройств), а также тангенсы углов потерь  $\text{tg}\epsilon$  и  $\text{tg}\mu$ .

Влияние  $\text{tg}\epsilon$  и  $\text{tg}\mu$  на потери в устройстве иллюстрируется зависимостью коэффициента затухания в подложке

$$\alpha_n = \frac{27,3}{\lambda_B} (\text{tg}\epsilon + \text{tg}\mu), \quad (5.9)$$

где  $\alpha_n$  – коэффициент затухания в подложке;  $\lambda_B$  – длина волны в линии.

Для существующих устройств СВЧ приемлемые значения соответствуют  $\text{tg}\epsilon \approx \text{tg}\mu \approx 5 \cdot 10^{-4}$ .

Такие значения  $\text{tg}\epsilon$  и  $\text{tg}\mu$  могут быть измерены лишь резонансными методами.

## 5.2 РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ

Для определения диэлектрической и магнитной проницаемости испытуемый образец материала помещают в резонатор, у которого изменяется резонансная частота и добротность.

В общем случае изменения резонансной частоты обусловлены диэлектрической и магнитной проницаемостью, а изменение добротности – потерями в испытуемом образце. Чтобы по измерениям резонансной частоты и добротности найти  $\epsilon_r$ ,  $\mu_r$ ,  $\text{tg}\epsilon$  и  $\text{tg}\mu$ , необходимо решить электродинамическую задачу, т.е. получить расчетные формулы, связывающие электромагнитные параметры испытуемого материала ( $\epsilon_r$ ,  $\mu_r$ ,  $\text{tg}\epsilon$  и  $\text{tg}\mu$ ) с резонансной частотой и добротностью резонатора.

В качестве примера рассмотрим решение задачи о цилиндрическом резонаторе со слоем магнитодиэлектрика, который применяется для измерения параметров пластинок диэлектриков, магнитодиэлек-



тридов и ферритов. Расчетная модель резонатора показана на рис. 5.2. Резонатор образован из отрезка волновода, ограниченного с двух сторон стенками (торцами), перпендикулярными оси волновода  $r$ . В пространстве между торцами параллельно им расположен слой испытуемого материала, имеющего проницаемости  $\epsilon$  и  $\mu$ . Толщину слоя обозначим  $d$ , расстояния от торцов до слоя –  $l_1$  и  $l_2$ . В качестве положительного направления распространения электромагнитной волны примем направление оси (от левого торца к правому). Начало отсчета  $z=0$  совместим с поверхностью слоя со стороны правого торца.

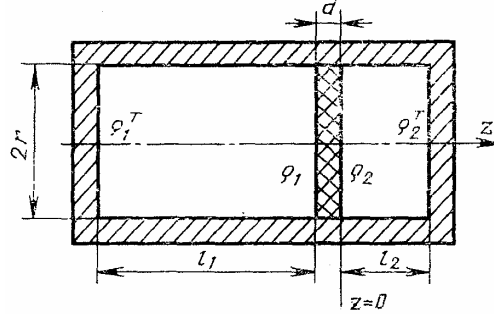


Рис. 5.2 Расчетная модель цилиндрического резонатора со слоем магнитодиэлектрика

Поперечные компоненты векторов электрического и магнитного полей в слое магнитодиэлектрика запишем в виде суммы падающих и отраженных волн:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= C \cdot \vec{E}(x, y) e^{j\gamma_n z} + D \cdot \vec{E}(x, y) e^{j\gamma_n z}; \\ \vec{H} &= \frac{C}{\rho_n} [\vec{z}_0 \times \vec{E}(x, y)] e^{j\gamma_n z} - \frac{D}{\rho_n} [\vec{z}_0 \times \vec{E}(x, y)] e^{j\gamma_n z}, \end{aligned} \right\} \quad (5.10)$$

где  $\vec{E}(x, y)$  – векторная функция, описывающая распределение электрического поля в поперечном сечении волновода;  $\vec{z}_0$  – единичный вектор в направлении оси  $z$ ;  $\gamma_n$  – постоянная распространения в волноводе, заполненном испытуемым магнитодиэлектриком;  $\rho_n$  – волновое сопротивление волновода с магнитодиэлектриком.

Условия на границах слоя имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} [\vec{z}_0 \times \vec{E}] &= \rho_2 \vec{H} \quad \text{при } z=0; \\ [\vec{z}_0 \times \vec{E}] &= -\rho_1 \vec{H} \quad \text{при } z=-d, \end{aligned} \right\} \quad (5.11)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – входные сопротивления пустых частей волновода в сечениях  $z=-d$  и  $z=0$  соответственно. Подставим (5.10) в (5.11):

$$\left. \begin{aligned} C \cdot e^{-j\gamma_n(-d)} + D \cdot e^{j\gamma_n(-d)} &= \frac{\rho_1}{\rho_n} C \cdot e^{-j\gamma_n(-d)} + \frac{\rho_1}{\rho_n} D \cdot e^{j\gamma_n(-d)}, \\ C + D &= \frac{\rho_2}{\rho_n} C - \frac{\rho_2}{\rho_n} D. \end{aligned} \right\} \quad (5.12)$$

Систему (4.12) преобразуем к виду

$$\left. \begin{aligned} C \cdot e^{j\gamma_n d} \left( 1 + \frac{\rho_1}{\rho_n} \right) + D \cdot e^{-j\gamma_n d} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_n} \right) &= 0; \\ C \left( 1 - \frac{\rho_2}{\rho_n} \right) + D \left( 1 + \frac{\rho_2}{\rho_n} \right) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.13)$$

Условие существования свободных колебаний в резонаторе соответствует совместности системы уравнений (5.13), т.е. равенству нулю ее определителя:

$$e^{j\gamma_n d} \left( 1 + \frac{\rho_1}{\rho_n} \right) \left( 1 + \frac{\rho_2}{\rho_n} \right) - e^{-j\gamma_n d} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_n} \right) \left( 1 - \frac{\rho_2}{\rho_n} \right) = 0. \quad (5.14)$$

Полученное уравнение преобразуем к виду

$$\frac{\left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_n}\right) \left(1 + \frac{\rho_2}{\rho_n}\right)}{\left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_n}\right) \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_n}\right)} e^{j2\gamma_n d} = 1, \quad (5.15)$$

из которого путем логарифмирования получим

$$\gamma_n d + \arctg \frac{\rho_1}{j\rho_n} + \arctg \frac{\rho_2}{j\rho_n} = k\pi, \quad (5.16)$$

где  $k = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$

В соответствии с известным законом трансформации сопротивлений вдоль волновода запишем входные сопротивления волновода  $\rho_{1,2}$  в сечениях  $z = -d$  и  $z = 0$ :

$$\rho_{1,2} = \rho \frac{\rho_{1,2}^T + j\rho \operatorname{tg} \gamma l_{1,2}}{\rho + \rho_{1,2}^T \operatorname{tg} \gamma l_{1,2}}, \quad (5.17)$$

где  $\rho$  и  $\gamma$  – волновое сопротивление и постоянная распространения в пустых частях волновода;  $\rho_{1,2}^T$  – входные сопротивления торцов резонатора.

Обозначим

$$\frac{\rho_{1,2}^T}{\rho} = \operatorname{th} W_{1,2}, \quad (5.18)$$

где  $W_{1,2}$  – величина, характеризующая потери в торцах резонатора. С учетом этого соотношение (5.17) преобразуется к виду

$$\rho_{1,2} = j\rho \operatorname{tg}(\gamma l_{1,2} - jW_{1,2}). \quad (5.19)$$

В реальных резонаторах потери в стенках пренебрежимо мало влияют на длину волны в нем, поэтому постоянные распространения  $\gamma$  и  $\gamma_n$  представим следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2 - j\eta}; \\ \gamma_n &= \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \chi^2 - j\eta_n}, \end{aligned} \right\} \quad (5.20)$$

где  $\omega$  – круговая частота;  $\varepsilon_0, \mu_0$  – проницаемости пространства пустых частей резонатора;  $\varepsilon, \mu$  – проницаемости испытуемого слоя;  $\chi = 2\pi/\lambda_{\text{кр}}$  – собственное число рассматриваемой волны в волноводе;  $\eta$  и  $\eta_n$  – постоянные затухания в стенках волновода, пустого и заполненного ферритом.

Для дальнейших преобразований уравнения (5.16) необходимо уточнить тип волны, используемый в резонаторе.

На практике в цилиндрических резонаторах наибольшее применение находит волна  $H_{01}$ , которая обладает особыми свойствами. Эти свойства состоят в том, что волна  $H_{01}$  имеет электрическое поле кольцевого типа, максимум которого расположен в окрестности середины радиуса волновода. На стенках волновода и на его оси электрическое поле равно нулю. Кроме того, у этой волны отсутствуют продольные токи на стенках волновода. Совокупность названных свойств дает возможность делать в цилиндрических резонаторах с волной разъемы и щели, необходимые для ввода испытуемого образца в резонатор, практически не излучающие электромагнитной энергии.

Для волн типа  $H$  волновое сопротивление волновода определяется формулами

$$\rho = \frac{\omega \mu_0}{\gamma}; \quad \rho_n = \frac{\omega \mu_0}{\gamma_n}, \quad (5.21)$$

где  $\rho$  и  $\rho_{\Pi}$  – волновые сопротивления пустого волновода и волновода, заполненного испытуемым материалом.

Соотношения (5.21), (5.19) и (5.20) подставим в (5.16):

$$\begin{aligned} & \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\mu_0 \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \chi^2 - j \eta_{\Pi}}}{\mu' \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2 - j \eta}} \operatorname{tg} \left[ \left( \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2 - j \eta} \right) l_1 - j W_1 \right] \right\} + \\ & + \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\mu_0 \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \chi^2 - j \eta_{\Pi}}}{\mu' \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2 - j \eta}} \operatorname{tg} \left[ \left( \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2 - j \eta} \right) l_2 - j W_2 \right] \right\} + \\ & + \left( \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \chi^2 - j \eta} \right) d = k \pi. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Это и есть уравнение свободных колебаний  $N$  волн в резонаторе, содержащем магнитоэлектрик с учетом потерь в стенках резонатора и в слое. Напомним, что в уравнении (5.22) комплексные абсолютные проницаемости  $\varepsilon$  и  $\mu$  представляются формулами (5.1).

Уравнение (5.22) является исходным при получении расчетных формул. С этой целью обозначим левую часть уравнения (5.22) символом  $\Phi(\omega, \varepsilon, \mu, d, \eta, \eta_{\Pi}, W_{1,2})$ .

Выделим из (5.22) действительную и мнимую части, для чего разложим  $\Phi(\omega, \varepsilon, \mu, d, \eta, \eta_{\Pi}, W_{1,2})$  в ряд по степеням приращений переменных в окрестности значений  $\omega = \omega'$ ,  $\varepsilon = \varepsilon'$ ,  $\mu = \mu'$ ,  $\eta = 0$ ,  $\eta_{\Pi} = 0$  и  $W_{1,2} = 0$ . Учитывая, что мнимые части ( $j\omega''$ ,  $j\varepsilon''$ ,  $j\mu''$ ,  $j\eta$ ,  $j\eta_{\Pi}$  и  $jW_{1,2}$ ) во много раз меньше действительных частей, ограничимся в разложении только линейными членами. Благодаря этому уравнение (5.22) разделится на два:

$$\begin{aligned} & \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\mu_0 \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \chi^2 - j \eta_{\Pi}}}{\mu' \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2 - j \eta}} \operatorname{tg} \left[ \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2} l_1 \right] \right\} + \\ & + \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\mu_0 \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \chi^2 - j \eta_{\Pi}}}{\mu' \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2 - j \eta}} \operatorname{tg} \left[ \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \chi^2} l_2 \right] \right\} + \\ & + \sqrt{\omega^2 \varepsilon' \mu' - \chi^2} d = k \pi, \end{aligned} \quad (5.23)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \omega'' - \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon} \varepsilon'' - \frac{\partial \Phi}{\partial \mu} \mu'' + \frac{1}{j} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \eta + \frac{\partial \Phi}{\partial \eta_{\Pi}} \eta_{\Pi} + \frac{\partial \Phi}{\partial W_1} W_1 + \frac{\partial \Phi}{\partial W_2} W_2 \right) = 0, \quad (5.24)$$

где  $\frac{\partial \Phi}{\partial \omega}$ ,  $\frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon}$ ,  $\frac{\partial \Phi}{\partial \mu}$ ,  $\frac{\partial \Phi}{\partial \eta}$ ,  $\frac{\partial \Phi}{\partial \eta_{\Pi}}$ ,  $\frac{\partial \Phi}{\partial W_1}$ ,  $\frac{\partial \Phi}{\partial W_2}$  – частные производные функции  $\Phi(\omega, \varepsilon, \mu, d, \eta, \eta_{\Pi}, W_{1,2})$  в окрестности точки  $\omega = \omega'$ ,  $\varepsilon = \varepsilon'$ ,  $\mu = \mu'$ ,  $\eta = 0$ ,  $\eta_{\Pi} = 0$  и  $W_{1,2} = 0$ .

Уравнение (5.23) используют для определения действительных частей проницаемостей  $\varepsilon$  и  $\mu$ . Для этого измеряют значения  $\omega'_\varepsilon$  и  $\omega'_\mu$  резонансных частот при двух положениях слоя в резонаторе, которые

выбираются такими, чтобы в одном из положений слой магнетодиэлектрика взаимодействовал преимущественно с электрическим полем резонатора, а в другом – с магнитным. В первом случае размерам  $l_{1\varepsilon}$  и  $l_{2\varepsilon}$  соответствует частота  $\omega'_\varepsilon$ , во втором – размерам  $l_{1\mu}$  и  $l_{2\mu}$  соответствует частота  $\omega'_\mu$ . В результате из (5.23) получается система двух уравнений (5.25).

Искомые относительные проницаемости испытываемого слоя  $\varepsilon_r$  и  $\mu$  обычно находят из системы (5.25) методом последовательных приближений.

Для определения тангенсов углов диэлектрических и магнитных потерь используют уравнение (5.24). С этой целью при тех же двух положениях слоя в резонаторе измеряют ширины резонансной кривой, которые соответствуют  $\omega''_\varepsilon$  и  $\omega''_\mu$  мнимым частям комплексных частот резонатора.

Потери в торцах  $W_{1,2}$  и стенках  $\eta$ ,  $\eta_{\text{п}}$  резонатора, необходимые для вычисления  $\text{tg } \varepsilon$  и  $\text{tg } \mu$ , находят из дополнительных опытов, суть которых рассмотрена ниже.

$$\left. \begin{aligned}
 & \arctg \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\varepsilon^2}}{\mu_r \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\varepsilon^2}} \text{tg} \left( \frac{2\pi}{\lambda_{b\varepsilon}} l_{1\varepsilon} \right) \right\} + \\
 & + \arctg \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\varepsilon^2}}{\mu_r \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\varepsilon^2}} \text{tg} \left( \frac{2\pi}{\lambda_{b\varepsilon}} l_{2\varepsilon} \right) \right\} + \frac{2\pi}{\lambda_\varepsilon} d \sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\varepsilon^2} = k\pi; \\
 & \arctg \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\mu^2}}{\mu_r \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\mu^2}} \text{tg} \left( \frac{2\pi}{\lambda_{b\mu}} l_{1\mu} \right) \right\} + \\
 & + \arctg \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\mu^2}}{\mu_r \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\mu^2}} \text{tg} \left( \frac{2\pi}{\lambda_{b\mu}} l_{2\mu} \right) \right\} + \frac{2\pi}{\lambda_\mu} d \sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)_\mu^2} = k\pi.
 \end{aligned} \right\} \quad (5.25)$$

Результаты измерений при том положении слоя, где поле резонатора преимущественно взаимодействует с диэлектрической проницаемостью слоя, подставляют в уравнение (5.24), разрешенном относительно диэлектрических потерь:

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{1}{\varepsilon' \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon}} \left[ \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \omega''_\varepsilon - \frac{\partial \Phi}{\partial \mu} \mu''_\varepsilon + \frac{1}{j} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \eta + \frac{\partial \Phi}{\partial \eta_{\text{п}}} \eta_{\text{п}} + \frac{\partial \Phi}{\partial W_1} W_1 + \frac{\partial \Phi}{\partial W_2} W_2 \right) \right]. \quad (5.26)$$

Результаты измерений при другом положении слоя, где поле резонатора преимущественно связано с магнитной проницаемостью слоя, подставляют в (5.24), разрешенном относительно магнитных потерь:

$$\frac{\mu''}{\mu'} = \frac{1}{\mu' \frac{\partial \Phi}{\partial \mu}} \left[ \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \omega''_\mu - \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon} \varepsilon'' + \frac{1}{j} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \eta + \frac{\partial \Phi}{\partial \eta_{\text{п}}} \eta_{\text{п}} + \frac{\partial \Phi}{\partial W_1} W_1 + \frac{\partial \Phi}{\partial W_2} W_2 \right) \right]. \quad (5.27)$$

Вычислив производные  $\frac{\partial \Phi}{\partial \omega}$ ;  $\frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon}$ ;  $\frac{\partial \Phi}{\partial \mu}$ ;  $\frac{\partial \Phi}{\partial \eta}$ ;  $\frac{\partial \Phi}{\partial \eta_{\Pi}}$ ;  $\frac{\partial \Phi}{\partial W_1}$ ;  $\frac{\partial \Phi}{\partial W_2}$  из уравнения (5.22) и подставив их в систему (5.26), (5.27), получим:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varepsilon = & \left( \frac{P_{\omega}}{P_{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon} \left( \frac{2\omega''}{\omega'} \right)_{\varepsilon} - \left( \frac{P_{\mu}}{P_{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon} \operatorname{tg} \mu - \left( \frac{P_{\eta}}{P_{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon} \eta - \left( \frac{P_{\eta_{\Pi}}}{P_{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon} \eta_{\Pi} - \\ & - \left( \frac{P_{W_1}}{P_{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon} W_1 - \left( \frac{P_{W_2}}{P_{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon} W_2; \end{aligned} \quad (5.28)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \mu = & \left( \frac{P_{\omega}}{P_{\mu}} \right)_{\mu} \left( \frac{2\omega''}{\omega'} \right)_{\mu} - \left( \frac{P_{\varepsilon}}{P_{\mu}} \right)_{\mu} \operatorname{tg} \varepsilon - \left( \frac{P_{\eta}}{P_{\mu}} \right)_{\mu} \eta - \left( \frac{P_{\eta_{\Pi}}}{P_{\mu}} \right)_{\mu} \eta_{\Pi} - \\ & \left( \frac{P_{W_1}}{P_{\mu}} \right)_{\mu} W_1 - \left( \frac{P_{W_2}}{P_{\mu}} \right)_{\mu} W_2, \end{aligned} \quad (5.29)$$

где  $\left( \frac{P_{\omega}}{P_{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon} = \frac{\partial \Phi / \partial \omega}{\partial \Phi / \partial \varepsilon}$ ;  $\left( \frac{P_{\mu}}{P_{\varepsilon}} \right)_{\varepsilon} = \frac{\partial \Phi / \partial \mu}{\partial \Phi / \partial \varepsilon}$  и т.д. – отношения частных производных, вычисленные при первом положении образца в резонаторе;  $\left( \frac{P_{\omega}}{P_{\mu}} \right)_{\mu} = \frac{\partial \Phi / \partial \omega}{\partial \Phi / \partial \mu}$ ;  $\left( \frac{P_{\varepsilon}}{P_{\mu}} \right)_{\mu} = \frac{\partial \Phi / \partial \varepsilon}{\partial \Phi / \partial \mu}$  и т.д. – отношения частных производных, вычисленные при втором положении слоя в резонаторе;  $\left( \frac{2\omega''}{\omega'} \right)_{\varepsilon}$ ,  $\left( \frac{2\omega''}{\omega'} \right)_{\mu}$  – относительная ширина резонансных кривых коэффициентов передачи резонатора при первом и втором положении слоя.

Для измерения ширины резонансных кривых в резонаторе предусматривают два отверстия связи. Через одно из них в резонаторе возбуждается необходимая волна, а через второе она отводится к индикатору мощности. В качестве индикатора мощности чаще всего используется детекторная секция с диодом, имеющим квадратичную вольтамперную характеристику. Ширину резонансных кривых коэффициента передачи резонатора измеряют путем перестройки генератора, возбуждающего колебания в резонаторе, вправо и влево от резонансной частоты  $f_0$  до таких частот  $f_1$  и  $f_2$ , при которых показания индикатора мощности уменьшаются в два раза относительно показания на резонансной частоте. Разность частот  $f_1$  и  $f_2$  соответствует ширине резонансной кривой

$$\frac{2\omega''}{\omega'} = \frac{f_2 - f_1}{f_0} = \frac{\Pi}{f_0}, \quad (5.30)$$

где  $\Pi$  – ширина резонансной кривой.

Собственные потери резонатора, входящие в формулы для вычисления  $\operatorname{tg} \varepsilon$  и  $\operatorname{tg} \mu$ , определяют следующим образом.

Потери в торцах резонатора считают с помощью комплексных величин [16]  $W_1$  и  $W_2$ , связанных с коэффициентами отражения соотношениями:

$$W_{1,2} = \operatorname{arth} \frac{\rho_{1,2}}{\rho} \approx \frac{\rho_{1,2}}{\rho} = \frac{1 - \Gamma_{1,2}}{1 + \Gamma_{1,2}}, \quad (5.31)$$

где  $\Gamma_{1,2}$  – модули коэффициентов отражения торцовых стенок.

Излучение через отверстие связи учитывают в виде дополнительных потерь в том торце, вблизи которого расположены отверстия. Обычно этот торец расположен дальше от образца

$$W_{1,2} = \frac{1 - \Gamma_1^2 + 2W_0}{4} = W_1 + \frac{1}{2}W_0, \quad (5.32)$$

где  $\tilde{W}_1$  – эквивалентные потери в торце с учетом излучения через отверстия связи;  $W_0$  – нормированные потери на излучение через одно отверстие.

Потери в стенках пустого резонатора и потери в торцах для волны  $H_{01}$  связаны простым соотношением

$$\frac{\eta}{W_2} L = \frac{L}{r} \left( \frac{\lambda_B}{\lambda_{кр}} \right)^2, \quad (5.33)$$

где  $L$  и  $r$  – длина и радиус резонатора.

Потери в стенках резонатора на участке, заполненном испытуемым материалом, зависят от частоты и свойств материалов

$$\eta_{\Pi} = \eta \frac{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_B}{\lambda_{кр}} \right)^2}}{\mu_r \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \left( \frac{\lambda_B}{\lambda_{кр}} \right)^2}}. \quad (5.34)$$

Суммарные потери в резонаторе без слоя связаны с шириной резонансной кривой известной формулой

$$\frac{\Pi_0}{f_0} = \frac{\lambda}{\pi L} \left( \frac{\lambda}{\lambda_B} \right)^2 (\eta L + \tilde{W}_1 + W_2). \quad (5.35)$$

Кроме того, дополнительную информацию при определении собственных потерь резонатора получают измерением модуля коэффициента передачи на резонансной частоте

$$T_0 = \frac{W_0}{W_0 + 2(\eta L + W_1 + W_2)}. \quad (5.36)$$

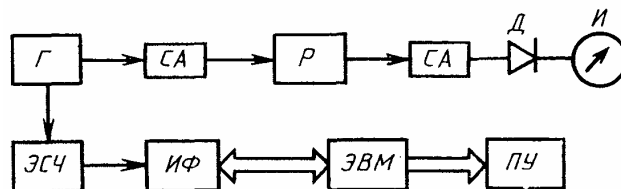
Таким образом, измеряя добротность пустого резонатора (ширину резонансной кривой) и коэффициент передачи резонатора, вычисляют потери в торцах:

$$W_2 = \frac{1 - T_0}{1 + 2 \frac{r}{L} \left( \frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \right)} \frac{\pi r}{\lambda_B} \left( \frac{\lambda_{кр}}{\lambda} \right)^2 \frac{\Pi}{f_0}. \quad (5.37)$$

Формула (5.37) получена из (5.34) – (5.36) для случая одинаковых потерь в торцах  $W_1 = W_2$ .

Найденное значение  $W_2$  подставляют в формулу (5.33) для вычисления  $\eta$ , а последнее подставляют в (5.34) и вычисляют  $\eta_{\Pi}$ .

Практическая реализация метода измерения электромагнитных параметров подложек интегральных схем на СВЧ показана на рис. 5.3. Сигнал от генератора  $\Gamma$  подается на электронно-счетный частотомер ЭСЧ и к резонатору  $P$  через согласующий вентиль  $CA$ . При совпадении частоты генератора с резонансной частотой резонатора на его выходе появляется сигнал, который через вентиль  $CA$  попадает в детекторную секцию  $D$ . Здесь сигнал СВЧ преобразуется в напряжение постоянного тока (либо напряжение низкой частоты, если сигнал генератора модулирован по амплитуде).



**Рис. 5.3 Структурная схема установки для измерения диэлектрической и магнитной проницаемостей ферритовых пластинок**

Полупроводниковый диод в детекторной секции подбирают с квадратичной вольт-амперной характеристикой, благодаря чему отсчет по шкале индикаторного прибора  $I$  оказывается пропорциональным мощности сигнала, прошедшего через резонатор. Точное совпадение частоты генератора и резонансной частоты резонатора соответствует максимальному показанию индикаторного прибора. В этот момент электронно-счетный частотомер ЭСЧ показывает резонансную частоту резонатора. Выходной сигнал частотомера в цифровой форме (современные частотомеры все имеют цифровой выход) через интерфейс ИФ

(устройство сопряжения) поступает в память микроЭВМ по команде оператора. В зависимости от того, в каком месте резонатора установлена испытываемая пластинка, это будет частота  $f_{\mu}$  (если пластинка вблизи максимума магнитного поля), либо частота  $f_{\varepsilon}$  (если пластинка установлена вблизи максимума электрического поля).

Для измерения ширины резонансной кривой оператор меняет настройку генератора так, чтобы показания индикаторного прибора уменьшились в два раза. Такое уменьшение наблюдается на двух частотах: одна ( $f_1$ ) ниже резонансной частоты, вторая ( $f_2$ ) выше резонансной частоты  $f$ . Оба значения частоты  $f_1$  и  $f_2$  по команде оператора запоминаются в памяти микроЭВМ.

Разность этих частот дает значение ширины резонансной кривой

$$f_2 - f_1 = \Pi. \quad (5.38)$$

Перед началом измерений в память ЭВМ вводят расчетные формулы (5.25), (5.28) и (5.29), а также размеры резонатора (радиус, длину), координаты расположения испытываемой пластинки ( $l_1$  и  $l_2$ ) и ее толщину ( $d$ ). Кроме того, в память ЭВМ вводят и информацию о собственных потерях резонатора, найденную из дополнительных опытов по формулам (5.32) – (5.37).

После введения всех исходных данных по команде оператора ЭВМ рассчитывает значения  $\varepsilon_r$ ,  $\mu_r$ ,  $\text{tg}\varepsilon$  и  $\text{tg}\mu$  испытываемой подложки. Результаты вычислений выводятся на дисплей и на печатающее устройство ПУ.

Источники погрешностей измерения действительных частей  $\varepsilon$  и  $\mu$  в данном методе связаны с погрешностью определения размеров резонатора и положения пластинки в нем, а также с погрешностью измерения толщины пластинки. Погрешность измерения резонансной частоты современными электронно-счетными частотомерами мала и ее можно не учитывать.

Суммарная погрешность метода при определении геометрических размеров с погрешностью  $\pm 0,01$  мм оценивается в пределах  $\delta_{\varepsilon} = \pm(0,8 \dots 1,2)\%$  и  $\delta_{\mu} = \pm(1 \dots 1,5)\%$ .

Источники погрешностей измерения тангенсов угла потерь обусловлены в данном методе погрешностью измерения ширины резонансных кривых и погрешностью определения собственных потерь резонатора.

Суммарная погрешность оценивается значениями  $\delta \text{tg}\varepsilon = \pm(1 \cdot 10^{-4} + 0,1 \text{tg}\varepsilon)$ ;  $\delta \text{tg}\mu = \pm(1 \cdot 10^{-4} + 0,1 \text{tg}\mu)$  при близких значениях диэлектрических и магнитных потерь  $\text{tg}\varepsilon \approx \text{tg}\mu = (2 - 10) \cdot 10^{-4}$ .

### 5.3 МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРИТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Метод основан на явлении поворота плоскости поляризации электромагнитной волны, проходящей через намагниченный ферритовый слой. Сущность явления состоит в том, что электромагнитная волна в ферритовом слое, расположенном поперек волновода и намагниченном в направлении оси волновода, возбуждает волну ортогональной поляризации, амплитуда которой в первом приближении пропорциональна недиагональной компоненте  $\mu_a$  тензора магнитной проницаемости. Если поперечное сечение волновода имеет квадратную форму, то основная волна  $H_{10}$  возбуждает ортогональную волну  $H_{01}$  (рис. 5.4, а). В круглом волноводе волна  $E_{01}$  возбуждает волну  $H_{01}$  (рис. 5.4, б).

Данное явление используют для возбуждения резонатора, образованного отрезком волновода (квадратного или круглого) с подвижным короткозамыкателем (подвижной торцевой) и поляризационной решеткой (неподвижной торцевой). Решетка выполнена таким образом, что ее проводники параллельны векторам электрического поля волны ортогональной поляризации. Поэтому решетка свободно пропускает внутрь резонатора волну основной поляризации и удерживает в резонаторе волну ортогональной поляризации.

В силу особых свойств волны  $H_{01}$  круглого волновода лучшие метрологические характеристики получаются в цилиндрическом резонаторе для данной волны. Поэтому здесь рассматривается вариант метода, выполненный с помощью резонансной системы на основе круглого волновода для волны  $H_{01}$ .

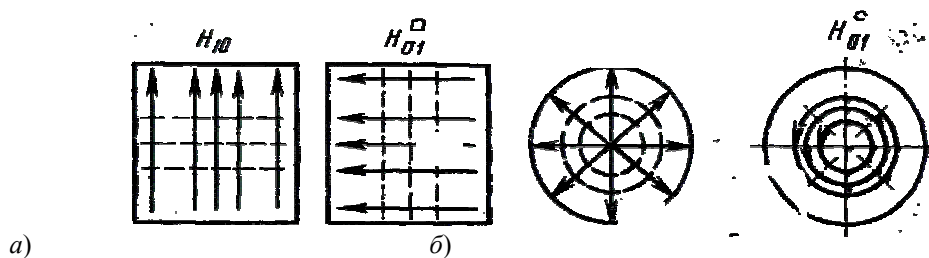


Рис. 5.4 Ортогональные поля в квадратном волноводе (а) и в круглом волноводе (б)

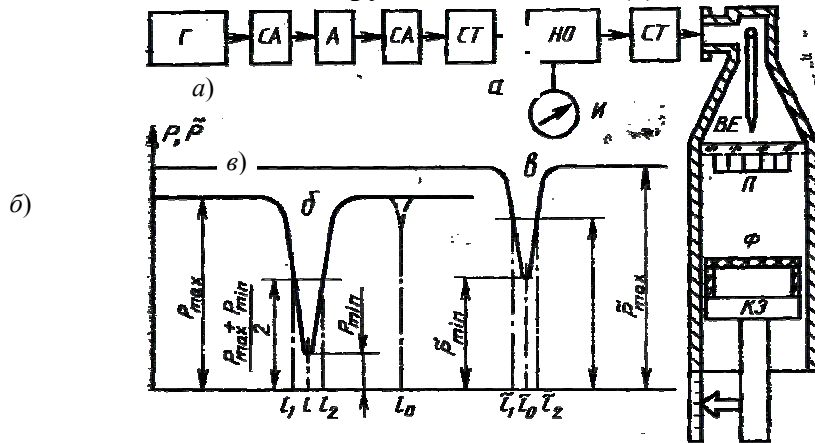


Рис. 5.5 Установка для измерения диэлектрической проницаемости и компонент тензора магнитной проницаемости ферритовых дисков (а); зависимость отраженной мощности от перемещения короткозамыкателя с испытуемым образцом в режиме короткого замыкания (б) и холостого хода (в)

Структурная схема метода измерения на основе перестраиваемого цилиндрического резонатора с анизотропным торцом показана на рис. 5.5. Сигнал от генератора  $\Gamma$  проходит через развязывающие вентили СА, измерительный аттенюатор А, согласующие трансформаторы СТ, направленный ответвитель НО к возбудителю ВЕ. Здесь волна  $H_{10}$  стандартного прямоугольного волновода преобразуется в волну  $E_{01}$  круглого волновода, проходящую через систему концентрических колец решетки  $\Pi$  к ферритовому диску  $\Phi$ . Здесь часть энергии волны  $E_{01}$  преобразуется в энергию волны  $H_{01}$ , и, отражаясь от короткозамыкателя КЗ, обе волны бегут к решетке. Отраженная волна  $E_{01}$  беспрепятственно проходит через решетку и после обратного преобразования в основную волну стандартного волновода попадает на индикатор И через боковое плечо направленного ответвителя.

Волна  $H_{01}$ , возбужденная в ферритовом слое, удерживается решеткой внутри системы. Перемещая короткозамыкатель, добиваются выполнения резонансных условий для волны  $H_{01}$ , которые регистрируются по резкому уменьшению отраженной мощности. Зависимость отраженной мощности от перемещения короткозамыкателя имеет характерный вид резонансных кривых (рис. 5.5, б). При отсутствии намагничивающего поля резонансная кривая отсутствует, так как волна  $H_{01}$  не возбуждается.

После включения слабого намагничивающего поля глубина резонансной кривой мала, а ширина резонансной кривой определяется потерями в торцах и стенках резонатора, а также потерями в ферритовом диске. При возрастании намагничивающего поля глубина резонансной кривой сначала растет, доходит до максимального значения (полное поглощение падающей мощности), а затем вновь уменьшается.

Решение соответствующей задачи электродинамики приводит к расчетным формулам, в которых искомые параметры ферритового слоя выражаются через геометрические размеры резонатора, толщину слоя, ширину резонансных кривых (в единицах перемещения короткозамыкателя) и относительного изменения отраженной мощности в момент резонанса. Верхние знаки в расчетных формулах для величин  $C'$ ,  $B''$ ,  $\tilde{C}'$ ,  $\tilde{B}'$  соответствуют значениям поля намагничивания до полного поглощения, а нижние знаки — после состояния полного поглощения падающей мощности.

С целью разделения диэлектрической и магнитной проницаемостей измерения проводят при двух положениях ферритового диска в резонаторе: сначала диск расположен на короткозамыкателе (режим



короткого замыкания), потом диск поднимают над короткозамыкателем на высоту  $\lambda_B/4$  (режим холостого хода).

В каждом из режимов измеряются относительная глубина резонансной кривой  $P = \frac{P_{\min}}{P_{\max}}$ ,  $\tilde{P} = \frac{\tilde{P}_{\min}}{\tilde{P}_{\max}}$ ; ширина резонансной кривой на уровне половинной мощности  $\delta = l_2 - l_1$ ,  $\tilde{\delta} = \tilde{l}_2 - \tilde{l}_1$  и ее смещение  $(\Delta, \tilde{\Delta})$  относительно положения  $l_0$  кривой с небольшим вспомогательным образцом таких размеров, при которых резонатор можно считать пустым:  $\Delta = l_0 - l_1$ ,  $\tilde{\Delta} = \tilde{l}_0 - \tilde{l}_1$ . Кроме того, измеряется длина волны в волноводе, соответствующей частоте настройки генератора.

После выполнения измерений рассчитывают проницаемости слоя в следующем порядке. Для определения  $\varepsilon'_r$ ,  $\mu'_r$ ,  $\mu'_a$  сначала вычисляют вспомогательные величины:

$$B' = \operatorname{tg} k_B (\Delta + d + d_k) - \operatorname{tg} (k_B d_k); \quad (5.40)$$

$$C' = \frac{k_B}{4} \delta (1 \pm \sqrt{P}) [1 + \operatorname{tg}^2 k_B (\Delta + d)]; \quad (5.41)$$

$$\tilde{B}' = \operatorname{ctg} k_B (\tilde{\Delta} + d - h_{\text{п}} - d_k); \quad (5.42)$$

$$\tilde{C}' = \frac{k_B}{4} \tilde{\delta} (1 \pm \sqrt{\tilde{P}}) [1 + \operatorname{ctg}^2 k_B (\tilde{\Delta} - d - h_{\text{п}} - d_k)], \quad (5.43)$$

где  $k_B = 2\pi/\lambda_B$ ;  $\lambda_B$  – длина волны  $H_{01}$  в резонаторе;  $d$  – толщина ферритового диска;  $h_{\text{п}}$  – высота подставки для создания режима холостого хода;  $d_k$  – смещение плоскости короткого замыкания относительно поверхности поршня.

Затем вычисляют

$$a = \frac{B'}{1 - C'} + \sqrt{C' \left[ 1 + \frac{(B')^2}{(1 - C')^2} \right]}; \quad (5.44)$$

$$b = \frac{B'}{1 - C'} + \sqrt{C' \left[ 1 + \frac{(B')^2}{(1 - C')^2} \right]}; \quad (5.45)$$

$$\tilde{a} = \frac{\tilde{B}'}{1 - \tilde{C}'} + \sqrt{\tilde{C}' \left[ 1 + \frac{(\tilde{B}')^2}{(1 - \tilde{C}')^2} \right]}; \quad (5.46)$$

$$\tilde{b} = \frac{\tilde{B}'}{1 - \tilde{C}'} + \sqrt{\tilde{C}' \left[ 1 + \frac{(\tilde{B}')^2}{(1 - \tilde{C}')^2} \right]}. \quad (5.47)$$

После этого вычисляют  $\varepsilon'_r$ ,  $\mu'_r$ ,  $\mu'_a$ :

$$\varepsilon'_r = \frac{1}{2k_B d} \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2 \right] \left\{ \sqrt{\frac{\tilde{b}}{b}} \operatorname{arctg} \sqrt{\tilde{b} b} + \sqrt{\frac{\tilde{a}}{a}} \operatorname{arctg} \sqrt{\tilde{a} a} \right\} + \left( \frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2; \quad (5.48)$$

$$\mu'_r = \frac{1}{2k_B d} \left[ \sqrt{\frac{\tilde{b}}{b}} \operatorname{arctg} \sqrt{\tilde{b} b} + \sqrt{\frac{\tilde{a}}{a}} \operatorname{arctg} \sqrt{\tilde{a} a} \right]; \quad (5.49)$$

$$\varepsilon'_r = \frac{1,16}{2k_b d} \sqrt[4]{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{крE}}\right)^2\right]} \times \left\{ \sqrt{\frac{\tilde{b}}{b}} \operatorname{arctg} \sqrt{\tilde{b}b} + \sqrt{\frac{\tilde{a}}{a}} \operatorname{arctg} \sqrt{\tilde{a}a} \right\} + \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2, \quad (5.50)$$

где  $\lambda_{кр} = 1,64r$  – критическая длина волны  $H_{01}$  в круглом волноводе радиусом  $r$ ;  $\lambda_{крE} = 2,61r$  – критическая длина волны  $E_{01}$  в круглом волноводе радиусом  $r$ .

Мнимые части проницаемостей рассчитывают с учетом потерь в стенках и торцах резонансной системы. Для определения потерь резонатора измеряют ширину резонансной кривой с небольшим ферритовым диском, потерями которого можно пренебречь. Ширину измеряют в трех ситуациях. Первая и вторая ситуации отличаются числом полуволн между решеткой и короткозамыкателем:

$$\delta_1 = \frac{\lambda_B}{\pi} \left( W_p + n_1 \frac{\lambda_B}{\pi} \alpha + W \right); \quad (5.51)$$

$$\delta_2 = \frac{\lambda_B}{\pi} \left( W_p + n_2 \frac{\lambda_B}{2} \alpha + W \right), \quad (5.52)$$

где  $W_p$  и  $W$  – нормированные потери в решетке и короткозамыкателе соответственно;  $n_1$  и  $n_2$  – число полуволн от решетки до короткозамыкателя в первой и второй ситуациях;  $\alpha$  – потери в стенках волновода.

Третья ситуация отличается от первых двух тем, что на короткозамыкателе устанавливают вторую решетку, идентичную с первой. Ширина резонансной кривой в резонаторе с двумя решетками описывается уравнением

$$\delta_3 = \frac{\lambda_B}{\pi} \left( 2W_p + n_1 \frac{\lambda_B}{2} \alpha \right). \quad (5.53)$$

Решение системы уравнений (5.51) – (5.53) дает возможность вычислить  $W_p$ ,  $W$  и  $\alpha$ , а затем  $\varepsilon''$  и  $\mu''$ .

Вычисления проводят по формулам:

$$B'' = \left[ \frac{k_B \delta}{4} (1 \pm \sqrt{P}) - \alpha(l-d) - W_p \right] \left[ 1 + \operatorname{tg}^2 k_B (\Delta + d) \right] - W; \quad (5.54)$$

$$\tilde{B}'' = \left[ \frac{k_B \tilde{\delta}}{4} (1 \pm \sqrt{\tilde{P}}) - \alpha(\tilde{l} - d - h_{II}) - W_p \right] \left[ 1 + \operatorname{ctg}^2 k_B (\tilde{\Delta} - d - h_{II}) \right] - \tilde{W}; \quad (5.55)$$

$$\varepsilon'' = \frac{1}{4k_B d} \left[ 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2 \right] \left\{ (M_a + M_b) \tilde{B}'' - \left( \frac{\tilde{a}}{a} N_a + \frac{\tilde{b}}{b} N_b \right) B'' \right\}; \quad (5.56)$$

$$\mu'' = \frac{1}{4k_B d} \left[ (M_a + M_b) B'' - \left( \frac{a}{\tilde{a}} N_a + \frac{b}{\tilde{b}} N_b \right) \tilde{B}'' \right]. \quad (5.57)$$

В этих формулах

$$M_a = \frac{\operatorname{arctg}\sqrt{\tilde{a}a}}{\sqrt{\tilde{a}a}} + \frac{1}{1+\tilde{a}a}; \quad M_b = \frac{\operatorname{arctg}\sqrt{\tilde{b}b}}{\sqrt{\tilde{b}b}} + \frac{1}{1+\tilde{b}b};$$

$$N_a = \frac{\operatorname{arctg}\sqrt{\tilde{a}a}}{\sqrt{\tilde{a}a}} - \frac{1}{1+\tilde{a}a}; \quad N_b = \frac{\operatorname{arctg}\sqrt{\tilde{b}b}}{\sqrt{\tilde{b}b}} - \frac{1}{1+\tilde{b}b}$$

погрешности измерения действительных частей проницаемости ферритовых дисков обусловлены погрешностями измерения линейных размеров резонатора (радиуса, изменения положения резонансной кривой) в режимах короткого замыкания и холостого хода, толщины образца, а также погрешностью расчетных формул. Последние получены при условии малости толщины ферритового диска, которая в трехсантиметровом диапазоне волн не должна превышать 1 мм. При такой толщине погрешность расчетных формул меньше инструментальных погрешностей. Суммарные погрешности метода оцениваются следующими значениями:

$$\delta\varepsilon' = \pm(1,5-2,5) \% \quad \text{при } \varepsilon' \text{ от } 10 \text{ до } 16;$$

$$\delta\mu' = \pm(1,5-2) \% \quad \text{при } \mu' \text{ от } 0,7 \text{ до } 1,0;$$

$$\delta\mu'_a = \pm 3 \% \quad \text{при } \mu'_a > 0,3;$$

$$\delta\varepsilon'' = \pm 1,5 \cdot 10^{-3} \quad \text{при } \varepsilon'' \approx 9 \cdot 10^{-3};$$

$$\delta\mu'' = \pm 3 \cdot 10^{-4} \quad \text{при } \mu'' \approx 9 \cdot 10^{-4}.$$

#### 5.4 ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЦИРКУЛЯТОРОВ В ВОЛНОВОДНЫХ ТРАКТАХ РЛС

**Изучение принципа действия и конструкции СВЧ головки РЛС и волноводных устройств с использованием ферритов** рассмотрим на примере принципиальной схемы головки РЛС (рис. 5.6).

Высокочастотная головка представляет собой ряд волноводных широкодиапазонных соединений, осуществляющих передачу высокой частотной энергии магнетрона в антенну и супергетеродинный прием отраженных сигналов. Высокая частота, поступающая через циркулятор, направляется к антенне. Ферритовый циркулятор с разрядником выполняет роль антенного переключателя и предназначен для защиты приемного тракта во время передачи от воздействия мощных импульсов магнетрона. В момент прохождения высоко частотного импульса через циркулятор в разряднике защиты приемника происходит газовый разряд. Такой разряд в плоскости входного окна разрядника создает короткое замыкание, обеспечивающее защиту смесительных диодов от выгорания. Часть энергии маг-

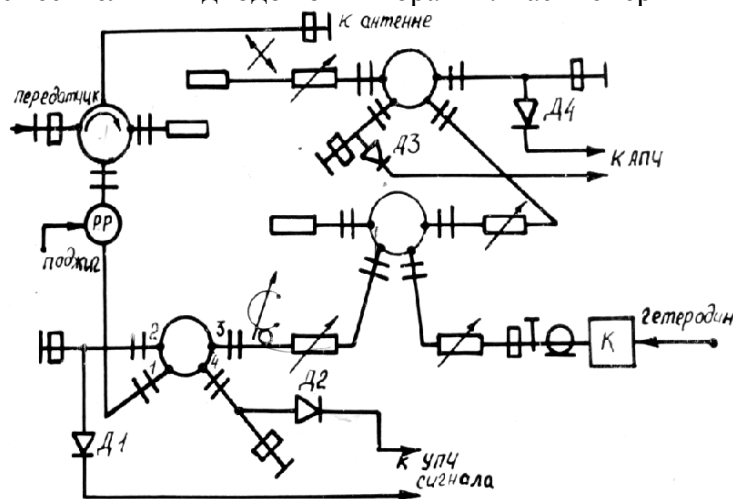


Рис. 5.6 Принципиальная схема головки РЛС

нетрона через направленный ответвитель и аттенюатор поступает в смеситель канала автоматической настройки клистрона. На кристаллических диодах балансного смесителя канала АПЧ в результате смешения колебания (импульсных) магнетрона и непрерывных колебаний гетеродина выделяются импульсы промежуточной частоты, идущие далее на усилитель.

Отраженные от цели сигналы принимаются антенной и через циркулятор и разрядник защиты приемника поступают на балансный смеситель канала сигнала. В результате смещения отраженных сигналов и непрерывных колебаний клистрона образуются сигналы промежуточной частоты.

Высокочастотная головка, представляющая собой ряд волноводных широкодиапазонных соединений и выполняет следующие функции: осуществляет передачу высокочастотной энергии генератора в антенну, осуществляет супергетеродинный прием отраженных сигналов, вырабатывает управляющий импульс промежуточной частоты для системы АПЧ гетеродина.

Ферритовый циркулятор (рис. 5.7) обеспечивает работу одной антенны на прием и передачу. Он должен направлять колебания генератора в антенну и защищать при этом чувствительные к перегрузкам детектора преобразователя частоты приемника. Между импульсами передатчика циркулятор должен с минимальными потерями пропускать принимаемые антенной отраженные от цели высокочастотные сигналы и направлять их в преобразователь частоты. Он представляет собой фазосдвигающее устройство, позволяющее осуществлять циркуляцию высокочастотной энергии по различным каналам.

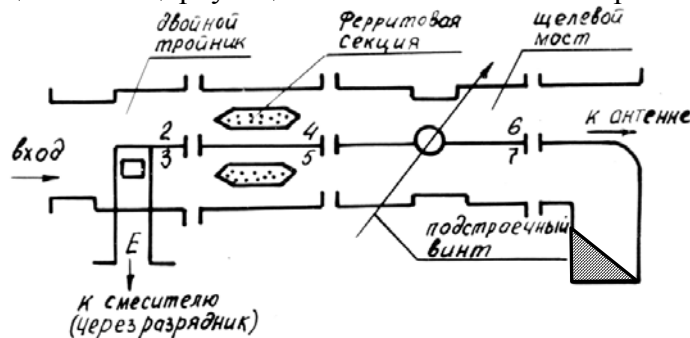


Рис. 5.7 Схема ферритового циркулятора

Циркулятор состоит из свернутого Т-моста (двойного тройника), ферритовой секции и щелевого моста.

Свернутый двойной Т-мост (рис. 5.8) представляет собой видоизмененное двойное Т-образное соединение. Это изменение заключается в повороте плеч 1 и 2 на  $90^\circ$ . В свернутом двойном тройнике волны в каналах 1 и 2 находятся в фазе при возбуждении его из канала 3 и в противофазе при возбуждении из канала 4. Для получения хорошего согласования со стороны плеча 3 обычно используется специальный ступенчатый переход с одинарного волновода на сдвоенный.

Ферритовая секция представляет собой сдвоенный волновод, имеющий общую узкую стенку. Внутри каждого волновода, вблизи общей узкой стенки размещаются ферритовые пластинки. Расположение пластин выбрано таким образом, чтобы при помещении волновода с ферритами в поперечное магнитное поле обеспечивался дифференциальный фазовый сдвиг на  $90^\circ$  в канале 4 при прохождении энергии в одном направлении и в канале 5 при прохождении в другом направлении.

Щелевой мост представляет два прямоугольных волновода, имеющих общую боковую стенку, в которой прорезана щель. Высота ее обычно равна высоте волновода, в результате образуется участок сдвоенного волновода, в пределах которого могут распространяться волны, как основная  $H_{10}$ , так и волна следующего порядка  $H_{20}$ .

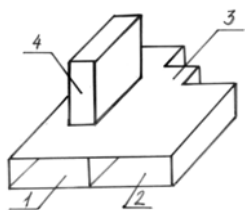


Рис. 5.8 Двойной Т-мост

Высокочастотная энергия магнетрона поступает в плечо 1 Т-моста циркулятора и делится поровну в плечах 2 и 3. Фаза энергии в плече 4 будет отличаться от фазы энергии в плече 5 на  $90^\circ$ . Ранее энергия проходит через щелевой мост, который дает также сдвиг по фазе на  $90^\circ$ . В результате в плече 4 получается сдвиг

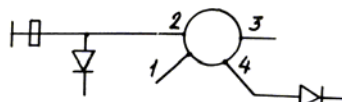


Рис. 5.9 Волноводный кольцевой мост

на  $180^\circ$ , а энергия в плечо 7 не пойдет. Энергия магнетрона поступает в плечо 6 и далее в антенну, включенный в плечо E уровня мощности. Таким образом, Разрядник защиты загорается при невысокой мощности, способная его перегрузить, не поступает.

Балансный смеситель выполнен в виде волноводного кольцевого моста (рис. 5.9).

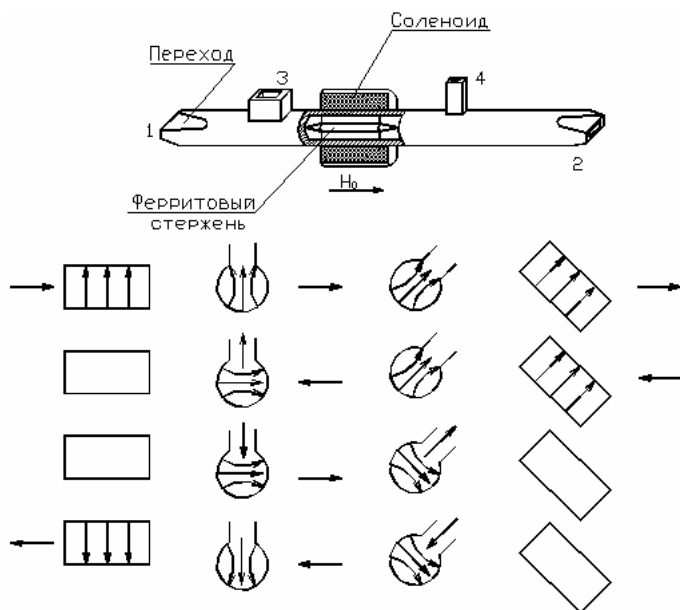
На детекторы приходят сигналы равные по величине (примерно) и противоположные по фазе, так как разность хода волны в кольце  $-\frac{1}{2}$ .

В плечо 3 отраженные сигналы приходят в противофазе. Энергия отраженного сигнала попадает только в смесительные камеры и идет в тракт гетеродина.

Входная цепь УПЧ построена так, что сигналы, приходящие в фазе, уничтожаются, в противофазе – складываются. Так как на детекторы шумы от клистрона приходят в фазе, то они уничтожаются во входных цепях УПЧ. Общий шум-фактор снижается, чувствительность растет.

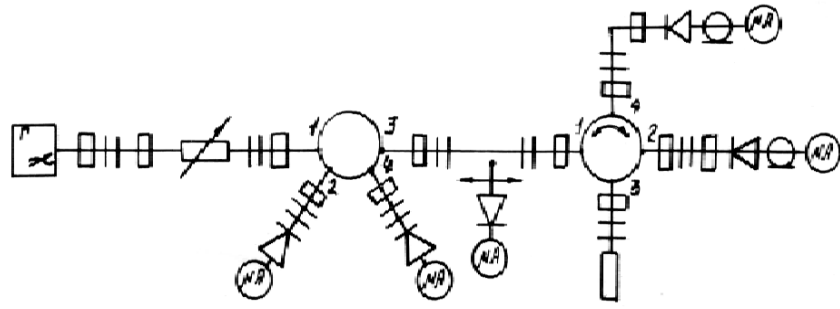
### Циркулятор поляризационный с использованием эффекта Фарадея показан на рис. 5.10.

Плечо 1 представляет собой прямоугольный волновод, плавно переходящий в круглый. При этом волна  $H_{10}$  в плече 1 преобразуется в волну  $H_{11}$  круглого волновода. Плечо 3 также представляет собой прямоугольный волновод (широкая стенка его параллельна оси циркулятора), расположенный под углом  $90^\circ$  к прямоугольному волноводу в плече 1 и связанный с круглым волноводом через отверстия связи. Поскольку при возбуждении плеча 1 вектор электрического поля в круглом волноводу ориентирован параллельно оси волновода в плече 3, при этом в плече 3 возбуждаются  $E$ -волны и  $H$ -волны высших типов, для которых волновод плеча 3 является предельным: поэтому энергия из плеча 1 в плечо 3 не ответвляется и поступает на вход отрезка круглого волновода с продольно-намагниченным соленоидом ферритовым стержнем. Параметры ферритового стержня (диаметр, длина и др.), а также направленность постоянного магнитного поля  $H_0$  подбираются таким образом, чтобы плоскость поляризации волны, прошедшей через отрезок волновода с ферритом, повернулась на  $45^\circ$  по часовой стрелке, если смотреть вдоль вектора  $H_0$ . Плечи 2 и 4 на выходе циркулятора выполнены аналогично плечам 1 и 3. Однако секция с плечами 2 и 4 повернута вокруг оси круглого волновода на  $45^\circ$  относительно аналогичной секции с плечами 1 и 3. Поэтому вектор электрического поля волны на выходе круглого волновода с ферритом оказывается ориентированным вдоль оси волновода в плече 4 и перпендикулярно широким стенкам волновода в плече 2. При этом плечо 4 не возбуждается, поскольку при такой ориентации вектора  $E$  в плече 4 невозможно возбуждение волны  $H_{10}$ , и вся энергия волны поступает на вход плеча 2.



**Рис. 5.10 Поляризованный циркулятор Фарадея и преобразование силовых линий электрического поля**

Возбудим волну  $H_{10}$  на входе плеча 2. Пройдя главный переход от прямоугольного волновода к круглому, волна  $H_{10}$  преобразуется в волну  $H_{11}$  окажется повернутой на  $45^\circ$  относительно исходного положения. Поскольку направление поворота плоскости поляризации не зависит от направления движения волны, то плоскость поляризации повернется на угол  $45^\circ$  по часовой стрелке (если смотреть по направлению  $H$ ) и окажется поляризованной горизонтально. В результате вектор  $E$  оказывается ориентирован параллельно широким стенкам волновода плеча 1, в котором возбуждается вол-



**Рис. 5.11** Схема для исследования циркулятора

на  $H_{01}$ , для которой  $l$  является предельным, в относительно широких стенках волновода  $3$  вектор  $E$  перпендикулярен. При такой ориентации вектора  $E$  энергия волны  $H_{10}$  полностью поступает в плечо  $3$ . Аналогичным образом можно показать, что из плеча  $3$  волна поступает в плечо  $4$ , а из  $4$  в  $1$  (рис. 5.11). Рассмотренное устройство, таким образом, является четырехплечим циркулятором с последовательностью коммутации плеч  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ . Изменение ориентации поля  $H_0$  на противоположное влечет изменение за собой направления циркуляции на  $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ . Достоинством рассмотренного циркулятора является малая величина намагничивающих полей  $H_0$ . Это обстоятельство, в частности, позволяет получить весьма быстродействующие антенные коммутаторы, производящие переключения каналов за время около  $0,15$  мкс, которые нашли применение, например, в доплеровских измерителях скорости и угла сноса.

## 5.5 ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНОВОДНЫХ ФЕРРИТОВЫХ ВЕНТИЛЕЙ

В этом разделе кратко рассматриваются наиболее важные свойства ферритов, определяющие их использование на СВЧ [7].

Диэлектрическая проницаемость ферритов  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$  является скалярной комплексной величиной; ее вещественная и мнимая части имеют порядок  $\epsilon' = (5-20)\epsilon_0$  и  $\epsilon'' = -\epsilon' \operatorname{tg} \delta_\epsilon = -(10^{-2} - 10^{-3})\epsilon'$ . В любой точке ферритовой среды векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{D}$ , связанные материальным уравнением  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ , совпадают по направлению.

Магнитная проницаемость насыщенного феррита  $\{\mu\}$  является тензором. Это означает, что векторы  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$  поля СВЧ, связанные уравнением  $\vec{B} = \{\mu\} \vec{H}$ , в общем случае не совпадают по направлению. Тензорный характер  $\{\mu\}$  обусловлен особенностями взаимодействия атомов феррита с магнитным полем  $\vec{H}_i$ .

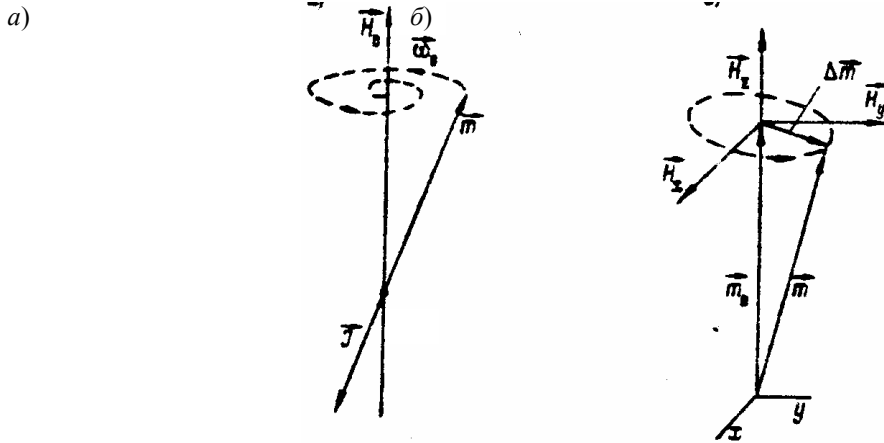
Атомы феррита обладают спиновым магнитным моментом  $\vec{m}$ , поэтому на них со стороны поля  $\vec{H}_i$  действует вращающий момент  $\vec{T} = \mu_0 [\vec{m}, \vec{H}_i]$ . Кроме того, атомы имеют механический момент  $\vec{J}$  (см. рис. 5.13, а). Согласно законам классической механики конец вектора  $\vec{J}$  под влиянием момента  $\vec{T}$  движется в соответствии с уравнением  $\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{T}$ . Поскольку  $\vec{J}$  и  $\vec{m}$  жестко связаны ( $\vec{m} = -\gamma \vec{J}$ , где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение), для вектора магнитного момента справедливо уравнение движения

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\mu_0 \gamma [\vec{m}, \vec{H}_i]. \quad (5.58)$$

Если феррит подмагничен постоянным полем  $\vec{H}_0 = \vec{e}_z H_0$  и  $\vec{m}$  не совпадает с  $\vec{H}_0$ , из уравнения движения (5.58) следует, что вектор  $\vec{m}$ , подобно гироскопу, процессирует по часовой стрелке вокруг  $\vec{H}_0$  с частотой  $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$ . Фактически эта частота из-за наличия магнитных потерь комплексна:  $\omega_0 = \omega'_0 + i\omega''_0$ , и конец вектора  $\vec{m}$  скользит по свертывающейся спирали.

Если в феррите кроме поля  $\vec{H}_0 = \vec{e}_z H_0$  имеет слабое поле СВЧ  $\vec{H} = \vec{e}_x H_x + \vec{e}_y H_y + \vec{e}_z H_z$  частоты  $\omega$ , то из (5.58) следует, что конец вектора  $\vec{m}$  движется по эллиптической траектории в плоскости, перпендикулярной  $\vec{H}_0$  (рис. 5.13, б). Таким образом, момент  $\vec{m}$ , помимо постоянной составляющей  $\vec{m}_0$ , имеет составляющую СВЧ  $\Delta \vec{m} = \vec{e}_x \Delta m_x + \vec{e}_y \Delta m_y$ . При этом  $\Delta m_x$  и  $\Delta m_y$  линейно зависят от двух компонент поля

$\vec{H} - H_x$  и  $H_y$ . Этот факт является принципиальным: даже если  $\vec{H}$  имеет всего одну декартову компоненту,  $\Delta\vec{m}$  содержит обе компоненты. Таким образом,  $\Delta\vec{m}$  и  $\vec{H}$  в общем случае не совпадают по направлению, т.е. связь этих векторов носит тензорный характер.



**Рис. 5.13** Квазиклассическая модель атома феррита

Сумма магнитных моментов атомов в единице объема  $\vec{M}_i$  называется намагниченностью феррита. Очевидно, она так же, как и атомные моменты, имеет постоянную и переменную составляющие:  $\vec{M}_i = \vec{e}_z M_0 + \Delta\vec{M}$ . Следовательно, и магнитная индукция в феррите, определяемая как сумма  $\vec{B}_i = \mu_0 \vec{H}_i + \mu_0 \vec{M}_i$ , состоит из двух составляющих: постоянной  $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}_0 + \vec{e}_z \mu_0 M_0$  и переменной  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \Delta\vec{M}$ . Связь между парами векторов  $\Delta\vec{M}$  и  $\vec{H}$ ,  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$ , очевидно, тензорная.

В подробной записи тензорная зависимость компонент  $\vec{B}$  от компонент  $\vec{H}$  в декартовой системе координат выглядит так:

$$B_x = \mu H_x - i\mu_a H_y;$$

$$B_y = i\mu_a H_x + \mu H_y; \quad (5.59)$$

$$B_z = \mu_0 H_z.$$

В сжатой форме преобразование (5.59) представляется выражением  $\vec{B} = \{\mu\} \vec{H}$ , где  $\{\mu\}$  – тензор магнитной проницаемости:

$$\{\mu\} = \begin{bmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix}, \quad (5.60)$$

причем элементы тензора, полученные при решении (5.58), таковы:

$$\mu = \mu_0 \left( 1 - \frac{\omega_0 \omega_\mu}{\omega^2 - \omega_0^2} \right); \quad \mu_a = \mu_0 \frac{\omega \omega_\mu}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (5.61)$$

где  $\omega_\mu = \mu_0 \gamma M_0$ .

Ввиду комплексности частоты свободной прецессии, величины  $\mu$  и  $\mu_a$  также комплексности:  $\mu = \mu' + i\mu''$ ,  $\mu_a = \mu'_a + i\mu''_a$ . Зависимости этих величин от отношения  $\omega_0/\omega$  приведен на рис. 5.14.

Из (5.60) видно, что тензор  $\{\mu\}$  асимметричен относительно главной диагонали. Это означает, что намагниченный феррит является независимой средой. Таким образом, на основе ферритов можно создавать устройства СВЧ, не подчиняющиеся принципу взаимности.

По отношению к магнитным полям СВЧ с круговой поляризацией  $\vec{H}_{\pm} = (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y)H$  феррит ведет себя как среда со скалярной магнитной проницаемостью, различной, однако, для лево- и правополяризованных полей, т.е.  $\vec{B}_{\pm} = \mu_{\pm}\vec{H}_{\pm}$ , причем

$$\mu_{-} = \mu + \mu_a = \mu_0 \left( 1 + \frac{\omega_M}{\omega + \omega_0} \right), \quad \mu_{+} = \mu - \mu_a = \mu_0 \left( 1 - \frac{\omega_M}{\omega - \omega_0} \right). \quad (5.62)$$

Особенно отчетливо разница между этими двумя случаями проявляется при  $\omega \approx \omega_0'$ , когда  $\mu_{-}$  становится почти мнимой величиной  $\frac{\mu_{-}}{\mu_0} \cong -i \frac{\omega_M}{\omega_0''}$ , причем  $\left| \frac{\mu_{-}}{\mu_0} \right| \gg 1$ . Это – случай гиромагнитного резонанса.

При этом частота и направление вращения  $\vec{H}$  совпадают с частотой и направлением свободной прецессии магнитных моментов атома. Размах конуса прецессии достигает максимума, ограничиваемого только потерями, и энергия СВЧ интенсивно поглощается материалом. В то же время для левополяризованного поля резонансные явления отсутствуют.

При введении в волновод намагниченных ферритовых вкладышей он становится, вообще говоря, независимой системой. Собственные волны такого волновода, распространяющиеся в противоположных направлениях, будут иметь существенно различные свойства. При этом отличие между ними может проявляться по-разному в зависимости от размеров и формы вкладыша, расположения его в волноводе, направления и величины подмагничивающего поля, значения диэлектрической проницаемости феррита, присутствия других включений и т.д.

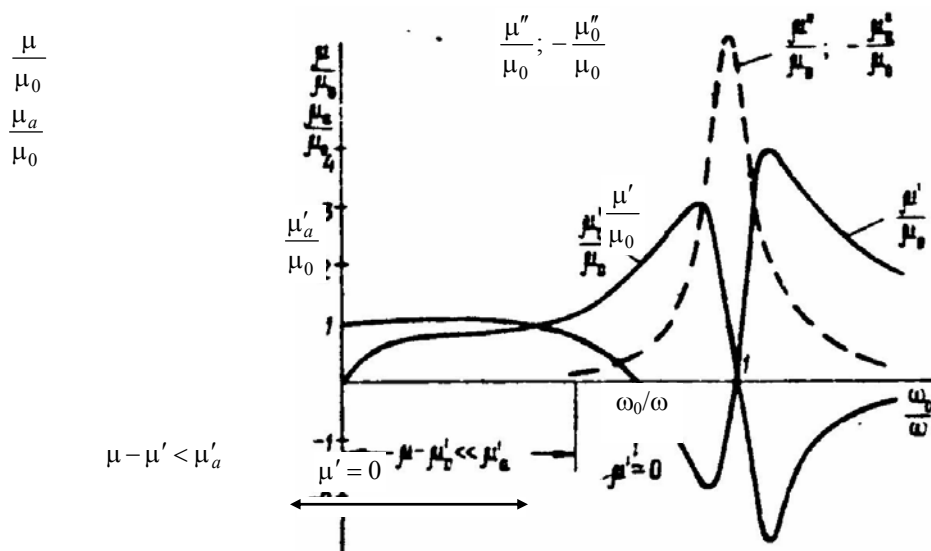


Рис. 5.14 Зависимость компонент тензора  $\{\mu\}$  от  $\omega_0/\omega$

**Волноводный вентиль на гиромагнитном резонансе.** Известно, что в прямоугольном волноводе магнитные поля прямой и обратной волн  $H_{10}$  на расстоянии  $\sim a/4$  от боковой стенки поляризованы по кругу в противоположных направлениях (рис. 5.15).

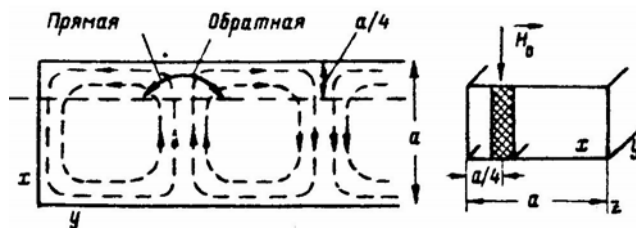


Рис. 5.15 К принципу действия резонансного вентиль

Если разместить в этом месте тонкую ферритовую пластину, ненамагниченную сверху вниз, то, как показывает строгий анализ, магнитные поля волн противоположных направлений будут в феррите по-



прежнему поляризованы по кругу в разные стороны. Если подмагничивать феррит полем  $H_{рез} = \frac{\omega}{\mu_0 \gamma}$ , соответствующим гиромагнитному резонансу, то  $\mu_+$  (для прямой волны) будет близко к  $\mu_0$ , а  $\mu_-$  обратится в большую мнимую величину. Обратная волна будет испытывать сильное резонансное поглощение. Следовательно, волновод представляет собой систему вентильного типа, пропускающую волну в прямом направлении и поглощающую в обратном. Поглощение на единицу длины вкладыша возрастет с его утолщением. Однако при этом возрастают и прямые потери. При полном заполнении волновода ферритом они сравняются с обратными, и вентильный эффект пропадет. Поэтому существует оптимальная толщина вкладыша, при которой разность потерь в прямом и обратном направлениях максимальна.

На основе волноводной структуры рис. 5.15 можно создавать и другие невзаимные фазовращатели. При этом следует брать подмагничивающее поле  $\ll H_{рез}$ .

### Волновой вентиль на смещении

В этом устройстве используется пластина более толстая, чем в магничивания значительно меньше системы проявляется в существенном обратной волн (рис. 5.16). поверхности ферритовой пластины волны там максимально. Если навести поглощающего материала, то обратная распространения, а прямая не будет испытывать заметного поглощения. Таким образом, эта система имеет ярко выраженные вентильные свойства и имеет то преимущество, что требует более легкого магнита, чем резонансный вентиль.

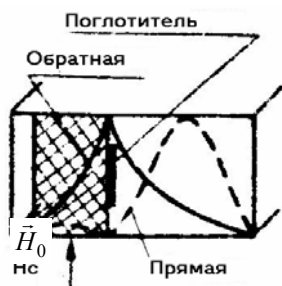


Рис. 5.16 Эффект смещения поля

поперечно намагниченная ферритовая резонансном вентиле, но поле подрезонансного. Невзаимность этой различии структуры полей прямой и Электрическое поле прямой волны на близко к нулю, тогда как поле обратной на эту сторону пластины пленку волна будет сильно затухать по мере

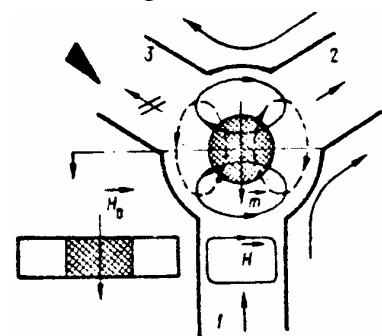


Рис. 5.17 Y-циркулятор

**Вентиль на основе Y-циркуля-тора.** Y-циркулятор (рис. 5.17) состоит из плоского цилиндрического резонатора, в центре которого расположен цилиндрический ферритовый вкладыш, намагниченный вдоль своей оси. К резонатору присоединены три прямоугольные волноводы. При возбуждении циркулятора со стороны волновода 1 в резонаторе возникает колебание типа  $H_{012}$ , магнитное поле которого изображено сплошными линиями. Если бы феррит не был подмагничен, волноводы 2 и 3 возбуждались бы полем  $H_{012}$  совершенно одинаково. Поскольку, однако, феррит намагничен, под влиянием компоненты  $\vec{H}$ , горизонтальной, в нем возникает перпендикулярное магнитное поле (пунктир на рис. 5.17), т.е. в резонаторе возбуждится колебание  $H_{021}$ , имеющее ту же резонансную частоту, что и

$H_{012}$ . Подбором геометрии резонатора, феррита и величины  $H_0$  можно добиться, чтобы поля  $H_{012}$  и  $H_{021}$  возбуждали волновод 3 с одинаковой амплитудой, но в противофазе, т.е. скомпенсировали друг друга. В то же время возбуждение волновода 2 этими полями будет синфазными, и мощность из волновода 1 пойдет в волновод 2. Очевидно, если возбудить волновод 2, то мощность из него будет переходить в волновод 3, а волновод 1 будет развязан. Таким образом, циркулятор работает по схеме 1-2-3-1. Если волновод 3 нагрузить на согласованную нагрузку, то циркулятор будет работать как вентиль.

### заключение

Анализ современного состояния электроники СВЧ показывает большую эффективность применения ферритовых устройств СВЧ при проектировании радиотехнических устройств различного назначения. Предложенные методики расчета и методы исследования ферритовых устройств СВЧ могут быть

использованы при проектировании перспективных разработок. Использование ферритов позволяет разрабатывать технику диапазона крайне высоких частот на современном уровне.

Уважаемые студенты! В практической деятельности Вам следует постоянно пополнять и углублять свои знания, обращаясь к новым книгам и периодическим изданиям по специальности, перенимая опыт высококвалифицированных специалистов, осваивая передовые методы и приемы проектирования. Так как проектирование – это вдохновенный прыжок от фактов настоящего к возможностям будущих технологий.

#### **СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

- 1 Фальковский О.И. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1978. 432 с.
- 2 Федоров К.Н. Основы электродинамики. М.: Высш. шк., 1980.
- 3 Кухаркин Е.С. Основы инженерной электрофизики. М.: Высш. шк., 1969.
- 4 Справочник конструктора РЭА: Компоненты, механизмы, надежность / Под ред. Р.Г. Варламова. М.: Радио и связь, 1985. 384 с.
- 5 Вамберский М.В., Абрамов В.П., Казанцев В.И. Конструирование ферритовых развязывающих приборов СВЧ. М.: Радио и связь, 1982. 362 с.
- 6 Зайцев А.Н., Иваненко П.А., Мыльников А.В. Измерения на сверхвысоких частотах и их метрологическое обеспечение. М.: Изд-во Стандарт, 1989. 128 с.
- 7 Конструкции СВЧ устройств и экранов / Под ред. А.М. Чермушенко. М.: Радио и связь, 1985. 374 с.
- 8 Малорацкий Л.Г. Микроминиатюризация элементов и устройства СВЧ. М.: Сов. радио, 1976. 326 с.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

### ВВЕДЕНИЕ

.....	3
1 МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ	4
.....	4
1.1 Природа магнетизма	4
.....	4
1.2 Виды магнетизма	6
.....	6
1.3 Структура и свойства ферритов-шпинелей и ферритов-гранатов	8
1.4 Феррит в постоянном магнитном поле	10
.....	10
2 ВОЛНЫ В ГИРОМАГНИТНОЙ СРЕДЕ	11
.....	11
2.1 Исходные соотношения	11
.....	11
2.2 Распространение поля вдоль поля намагничивания	13
.....	13
2.3 Распространение волн поперек поля намагничивания ( $\vec{k} \perp \vec{H}_{0r}$ )	15
.....	15
2.4 Волны в образцах конечных размеров	17
.....	17
2.5 Нелинейные явления в ферритах	20
.....	20
2.6 Магнитная проницаемость феррита в слабом СВЧ поле	23
.....	23
2.7 Ферромагнитный резонанс в малых ферритовых эллипсоидах	29
.....	29
2.8 Примеры решения типовых задач	30
.....	30
2.9 Задачи для самостоятельного решения	35
.....	35
3 ОСНОВНЫЕ ТИПЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБО-	36

## РОВ СВЧ

### НА ФЕРРИТАХ

3.1 Ферриты для устройств СВЧ .....	36
3.2 Приборы на основе ферритовых резонаторов .....	44
3.3 Приборы на основе волноводов с продольно- намагниченным ферритом .....	48
3.4 Приборы на основе волноводов с поперечно- намагниченным ферритом .....	51
3.5 Приборы на основе спиновых волн в тонкопленоч- ных ферритовых структурах .....	55
4 ПРОЕКТИРОВАНИЕ ФЕРРИТОВЫХ УСТРОЙСТВ .....	56
4.1 Ферритовые вентили .....	56
4.2 Ферритовые циркуляторы .....	65
4.3 Системы с постоянными магнитами .....	70
5 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТО- ДИЭЛЕКТРИКОВ И ФЕРРИТОВ .....	72
5.1 Электромагнитные параметры материалов .....	72
5.2 Резонансный метод измерения параметров магни- тодиэлектриков .....	75
5.3 Метод измерения комплексной диэлектрической проницаемости и компонент тензора магнитной проницаемости фер- ритовых материалов	85
5.4 Исследование параметров циркуляторов в волно- водных трактах РЛС ....	90
5.5 Исследование параметров ферритовых вентилях .....	95
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	101
СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ .....	