

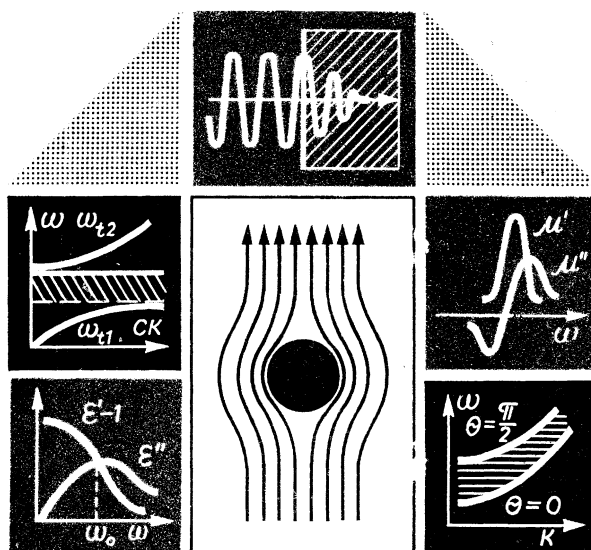


Кафедра конструирования
и производства радиоаппаратуры

А.С. Шостак

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СПЛОШНЫХ СРЕД

Курс лекций



ТОМСК 2012

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

А.С. Шостак

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СПЛОШНЫХ СРЕД

Курс лекций

Рецензент: профессор кафедры КИПР ТУСУР, д. т. н. Татаринов В.Н.
Технический редактор: доцент кафедры КИПР ТУСУР,
к.т.н. Кореньков О.С.

Шостак А.С.

Электродинамика сплошных сред. Курс лекций для студентов очного, заочного и дистанционного обучения специальности 201300.

Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2012.- 185 с.

Содержание курса лекций соответствует программе курса “Электродинамика сплошных сред” для специальности 201300. Конспект лекций содержит также примеры функциональных устройств, созданных на основе использования особенностей взаимодействия электромагнитных волн с различными материальными средами.

Излагаемый материал ориентирован на самостоятельное изучение дисциплины студентами заочной и дистанционной формы обучения. Предполагается, что студенты владеют соответствующим объемом знаний по курсу “Техническая электродинамика”. Конспект лекций может быть использован студентами дневных факультетов радиотехнического профиля для организации самостоятельной работы.

© Шостак А.С., 2012

© Кафедра КИПР Томского
государственного университета систем
управления и радиоэлектроники, 2012

СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ	4
1 ВВЕДЕНИЕ	8
2 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА	9
2.1 Векторы электромагнитного поля [1-5, 7]	10
2.2 Классификация сред, материальные уравнения [2-5, 7]	12
2.3 Уравнения Максвелла [2-5,7].....	15
2.3.1 Уравнение Максвелла в дифференциальной и интегральной формах.	15
2.3.2 Первое уравнение Максвелла: полный ток и магнитное поле	16
2.3.3 Второе уравнение Максвелла: обобщенный закон электромагнитной индукции.....	18
2.3.4 Третье уравнение Максвелла: электрическое поле и заряды	18
2.3.5 Четвертое уравнение Максвелла, непрерывность линий вектора \vec{B}	19
2.3.6 Классификация электромагнитных явлений	19
2.4 Уравнения Максвелла для монохроматического поля [2-5, 6].	20
2.4.1 Метод комплексных амплитуд (МКА)	20
2.4.2 Уравнения Максвелла в комплексной форме	21
2.5 Проводники и диэлектрики, время релаксации [2-5,6]	22
2.6 Волновые уравнения [2-5, 6]	24
2.7 Граничные условия для электромагнитного поля [2-5, 6]	25
3 ПЛОСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ОДНОРОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ [2-5, 6]	27
3.1 Волновой характер электромагнитного поля. Плоские волны.	28
3.2 Поляризация электромагнитных волн	31
3.3 Плоские электромагнитные волны в изотропных поглощающих средах.....	33
3.3.1 Затухание электромагнитных волн	33
3.3.2 Коэффициент распространения в поглощающих средах...	34
3.3.3 Волны в диэлектрике	34
3.3.4 Волны в проводнике	35

3.3.5	Поверхностный эффект	35
-------	----------------------------	----

4 ПЛОСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В АНИЗАТРОПНЫХ СРЕДАХ 36

4.1	Связь между уравнениями Максвелла для макро – и микрополей [1,4].....	36
4.2	Характеристика анизотропных сред [2-6].....	39
4.3	Электромагнитные волны в кристаллах [4, 6, 9, 14, 15]	41
4.3.1	Классификация кристаллов по их электромагнитным свойствам	41
4.3.2	Электромагнитные волны в одноосных кристаллах	41
4.3.3	Электрооптические дефлекторы [8].....	43
4.4	Электромагнитные волны в гиротропных средах. Феррит в магнитном поле [2-6, 11, 12]	45
4.4.1	Общие свойства феррита.....	45
4.4.2	Физический механизм анизотропии ферритов. Уравнение движения намагниченности	45
4.4.3	Тензор магнитной проницаемости намагниченного феррита	51
4.4.4	Уравнения Максвелла в гиротропной среде	53
4.4.5	Поперечное распространение электромагнитных волн в намагниченном феррите	55
4.4.6	Продольное распространение электромагнитных волн в намагниченном феррите	57
4.4.7	Физические основы применения ферритов на СВЧ. Невзаимные функциональные устройства [7, 8].....	61
4.5	Электромагнитные волны в плазме [1, 4, 6, 17].....	74
4.5.1	Плазма и ее электродинамические параметры.....	74
4.5.2	Влияние постоянного магнитного поля на электрические параметры плазмы. Явление гиромагнитного резонанса ...	78
4.5.3	Распространение радиоволн в направлении постоянного магнитного поля	80
4.5.4	Распространение радиоволн в направлении перпендикулярном к направлению постоянного магнитного поля	84
4.5.5	Распространение радиоволн, направленных под произвольным углом к направлению постоянного магнитного поля	87
4.5.6	Отражение радиоволн в присутствии постоянного магнитного поля	89

5 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ [8]..... 91

- 5.1 Пространственный заряд в электронных лампах [12].....93
- 5.2 Физические принципы работы приборов с зарядовой связью (ПЗС) [8, 15].....97
- 5.3 Устройства преобразования изображения на приборах с зарядовой связью [8, 15].....103
 - 5.3.1 Линейные формирователи видеосигналов104
 - 5.3.2 Матричные формирователи сигналов.....106
- 5.4 Цифровые элементы и устройства на приборах с зарядовой связью [8, 15]108
- 5.5 Аналоговые функциональные устройства на приборах с зарядовой связью [8, 15]111
 - 5.5.1 Линии задержки.....111
 - 5.5.2 Фильтры113

6 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С КОЛЛЕКТИВНЫМИ ВОЛНАМИ В КРИСТАЛЛАХ..... 119

- 6.1 Характеристика квазичастиц в кристаллах [9, 14, 16].....120
 - 6.1.1 Фононы.....120
 - 6.1.2 Электроны проводимости120
 - 6.1.3 Плазмоны121
 - 6.1.4 Поляроны122
 - 6.1.5 Экситоны.....122
 - 6.1.6 Магноны123
- 6.2 Тепловые колебания в кристаллах [9,14, 16].....124
 - 6.2.1 Тепловые колебания. Амплитуды124
 - 6.2.2 Нормальные колебания простой одномерной решетки ...126
 - 6.2.3 Нормальные колебания одномерной решетки с базисом .127
 - 6.2.4 Спектр нормальных колебаний решетки.....129
- 6.3 Функциональные устройства на поверхностных акустических волнах [8, 15].....130
 - 6.3.1 Акустоэлектрический эффект130
 - 6.3.2 Принципы создания устройств на поверхностных акустических волнах132
- 6.4 Магнитостатические спиновые волны [8, 15]141
 - 6.4.1 Общие сведения о спиновых волнах141
 - 6.4.2 Основные характеристики магнитостатических волн (МСВ) [11].....143
 - 6.4.3 Преобразователи электромагнитных волн в МСВ [8, 15].147

6.4.4	Функциональные устройства на МСВ [8, 15]	148
-------	--	-----

7 МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ АНИЗОТРОПИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ПЛАЗМЫ 152

7.1	Электрооптические эффекты в кристаллах [8,12-14].....	152
7.1.1	Эффект Керра	152
7.1.2	Эффект Поккельса.....	153
7.1.3	Жидкие кристаллы	154
7.2	Термоэлектрические эффекты	156
7.2.1	Эффект Зеебека.....	156
7.2.2	Эффект Пельтье.....	158
7.2.3	Эффект Томсона.....	160
7.3	Гальваномагнитный эффект Холла	160
7.4	Сверхпроводимость [3, 4, 5, 8, 9, 14].....	162
7.4.1	Эффект сверхпроводимости.....	162
7.4.2	Эффект Мейсснера.....	163
7.4.3	Основы теории сверхпроводимости.....	164
7.4.4	Эффекты Джозефсона.....	169
7.4.5	Функциональные устройства на основе эффекта сверхпроводимости	171
7.4.6	Функциональные устройства на основе эффекта Джозефсона.....	173
7.4.7	Функциональные устройства на магнитных вихрях в сверхпроводниках второго рода	176
7.5	Магнитодинамические эффекты в плазме [1, 4, 6, 12]	180
7.5.1	Физика плазмы	180
7.5.2	Электродинамика плазмы	182
7.5.3	Магнитогидродинамические генераторы	186

8 СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ 190

1 ВВЕДЕНИЕ

В настоящем учебном пособии изложены те части курса классической электродинамики, которая в различных пособиях и в разные времена называлась электронной теорией Лоренца, электродинамикой сплошных сред, электромагнитной теорией вещества и т. п.

Дело в том, что невозможно изложить электродинамику «вещества вообще». Можно говорить лишь об электромагнитных свойствах какого-то конкретного вида вещества (например, металла, диэлектрика, плазмы и т. д.), рассматриваемого на основе конкретной микроскопической модели. И тем не менее в имеющихся учебных пособиях по электродинамике приходится обращаться к электродинамике вещества (материальной среды), как только заходит речь о макроскопических уравнениях Максвелла, требующих для полноты постановки электродинамической задачи введения уравнений связи (материальных уравнений) между индукциями (\vec{D} и \vec{B}) и напряженностями полей (\vec{E} и \vec{H}).

В большинстве пособий принимается локальная связь между ними. Тем самым не учитывается так называемая пространственная дисперсия, благодаря которой индукция \vec{D} в точке пространства определяется распределением поля \vec{E} в некоторой окрестности этой точки. Это означает, что смещение \vec{D} в точке \vec{r} зависит не только от самого поля $\vec{E}(\vec{r})$, но и от его пространственных производных в этой же точке. Между тем за последние десятилетия развитие физики твердого тела (и плазмы) в значительной степени связано с учетом различных механизмов пространственной дисперсии.

Особенность настоящего пособия состоит в том, что в нем рассматриваются свойства самых различных видов вещества (диэлектриков, проводников и сверхпроводников, плазмы и магнетиков) с единой точки зрения — точки зрения электродинамики, ее материальных уравнений, в терминах нормальных электромагнитных волн с учетом пространственной (и временной) дисперсии.

Конспект лекций содержит также примеры применения функциональных устройств, созданных на основе использования особенностей взаимодействия электромагнитных волн с различными материальными средами.

Предлагаемый конспект лекций “Электродинамика сплошных сред” может служить также дополнительным учебным пособием по электродинамике для студентов радиотехнического профиля очного и заочного обучения.

Перечень вопросов, изложенных в конспекте лекций, хорошо виден из довольно подробного содержания, в конце работы приведен список основной использованной литературы.

Автор выражает благодарность профессору кафедры КИПР Корогодову В.С. за ряд важных советов по структуре и характеру изложения конспекта лекций.

2 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА

Электромагнетизму отведена важная роль в современных воззрениях на строение материи. Согласно известным представлениям материя построена из элементарных частиц; но следует иметь в виду, что слова “элементарная частица” это просто термин, а наглядное представление о частице (малом теле, корпускуле) весьма поверхностно. Тем не менее в простейших случаях оно остается полезным, и, например, носитель элементарного отрицательного заряда электрон или иную отрицательную частицу иногда рассматривают подобно непосредственно наблюдаемым телам, имеющим траектории движения. Теория строения материи относится, как известно, к компетенции квантовой физики. Прямо с ней связанные или соприкасающиеся вопросы электромагнетизма составляют так называемую *микроскопическую электродинамику*.

Теория электромагнетизма, изложение которой начинается в этой главе, является *макроскопической*. Ее материальные объекты таковы, что происходит действие огромных “практически бесконечных” количеств элементарных частиц. *Структуру материи при этом игнорируют, среду представляют себе сплошной*. Так, в частности, отвлекаясь от строения материи, мы будем говорить о непрерывном распределении заряда в объеме. При нахождении его плотности в данной точке, т. е. заряда, отнесенного к единице объема, приходится последний устремлять к нулю. Однако нельзя забывать, что в действительности имеет смысл лишь “практически бесконечно малый” элемент объема: достаточно малый при рассматриваемом предельном переходе, но в то же время и настолько большой, что дискретность материи еще не проявляется.

Далее следует сказать, что решение реальных электродинамических задач (в том числе, с граничными условиями) требует адекватных микроскопических моделей вещества. Здесь мы применяем элементарные модели, имея целью схватить лишь физическую основу. Эти модели фактически являются полуфеноменологическими, поскольку они основываются на некоторых “уравнениях движения”, включающих в себя определенные полуфеноменологические параметры, такие, как частота колебаний в осцилляторной модели диэлектрика, времена релаксации, длина свободного пробега электронов в проводнике и т. д. В итоге строгая постановка электродинамической задачи должна включать в себя запись соответствующего квантового кинетического уравнения, решение которого и дает в результате необходимое материальное уравнение электродинамики.

Несмотря на то, что во многих случаях речь идет о кристаллах, представляющих собой дискретное упорядоченное расположение атомов в пространстве, фактически мы пользуемся *приближением сплошной среды, для которой плотности зарядов, токов и соответствующие им поля являются непрерывными функциями точки \vec{r}* . Такой переход к приближению сплошной среды является следствием Лоренцева усреднения по физически малым объ-

емам и может быть осуществлен лишь для достаточно длинноволновых процессов (когда длина волны значительно превосходит межатомные расстояния). При этом усреднении пропадает дискретность кристалла, который превращается в однородную среду, но остается его так называемая точечная симметрия (т. е. симметрия макроскопических свойств кристалла). Последняя проявляется в симметрии соответствующих материальных тензоров вещества в его кристаллическом состоянии.

2.1 Векторы электромагнитного поля [1-5, 7]

Электромагнитное поле - особая форма существования материи, характеризующаяся способностью распространяться со скоростью $3 \cdot 10^8$ м / с в вакууме и оказывающая силовое воздействие на заряженные частицы. Электромагнитное поле представляет из себя совокупность полей электрического (векторы \vec{E} , \vec{D}) и магнитного (векторы \vec{H} , \vec{B}) полей, находящихся во взаимной зависимости

Напряженность электрического поля \vec{E} измеряется силой, действующей в поле на неподвижный единичный точечный заряд (в системе единиц СИ его величина равна $q = 1$)

$$\vec{E} = \lim_{q \rightarrow 0} \frac{\vec{F}}{q}; \quad \left[E = \frac{B}{i} \right].$$

Под действием электрического поля происходит поляризация вещества, т.е. ориентация диполей относительно поля. Поляризация – сумма всех дипольных моментов вещества, отнесенная к единице объема.

$$\vec{P} = \sum_i p_i; \quad p_i = q_i \cdot l_i.$$

Поляризация показывает, насколько вектор электрического смещения в данной среде отличается от вектора электрического смещения в вакууме. Если среда состоит из заряженных частиц (диполей), выстраивающихся по направлению приложенного электрического поля, то поляризация называется ориентационной. Если среда из нейтральных (электрически) частиц, то происходит электронная поляризация, т.е. вытягивается электронная оболочка атомов.

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_y \vec{E},$$

где $\varepsilon_0 = 10^{-9} / 36\pi$ Ф/м = 8.85 нФ/м - электрическая постоянная;

χ_y - электрическая восприимчивость

\vec{D} - вектор электрического смещения

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \vec{P} + \varepsilon_0 \chi_y \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi_y) \vec{E}, \text{ где } (1 + \chi_y) = \varepsilon,$$

ε - относительная электрическая проницаемость.

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \text{ где } \varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon,$$

ε_a - абсолютная проницаемость.

$\vec{D} = \epsilon_a \cdot \vec{E}$ - материальное уравнение для векторов электрического поля.

Магнитное поле характеризуется двумя векторами - \vec{H} , \vec{B} .

\vec{B} - вектор магнитной индукции. Этот вектор можно определить исходя из силы Лоренца

$$\vec{F} = q[V, \vec{B}], \quad \vec{V} \perp \vec{B}, \quad \text{откуда} \quad B = \frac{F}{qV},$$

где \vec{F} - сила Лоренца;

\vec{V} - скорость движения заряда.

Магнитная индукция - сила, действующая на единичный электрический заряд, движущийся с единичной скоростью перпендикулярно силовым линиям магнитного поля

$$B = \frac{F}{qV} = [T] \quad (\text{откуда}).$$

Намагниченность вещества \vec{M} определяется как сумма магнитных моментов атомов в единице объема вещества.

$$\vec{M} = \sum_i \mu_i, \quad \vec{M} = \mu_0 \chi_M \vec{H};$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ А} \cdot \text{м} / \text{А}$ - магнитная постоянная;

χ_M - магнитная восприимчивость.

\vec{H} - напряженность магнитного поля.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} = \mu_0 (1 + \chi_M) \vec{H}, \quad \text{где } \mu = (1 + \chi_M),$$

где μ - относительная проницаемость.

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad \text{где } \mu_a = \mu_0 \mu$$

μ_a - абсолютная магнитная проницаемость

$\vec{B} = \mu_a \cdot \vec{H}$ - материальное уравнение для магнитного поля.

Закон Ома в дифференциальной форме. Полный ток

Соотношение между напряженностью и плотностью тока в проводниках определяется следующим образом.

$$\text{Плотность тока } \vec{j} = \sum_{\square S \rightarrow 0} \frac{\square I}{\square S} \cdot \vec{i}_0, \quad I = \int_S \vec{j} d\vec{S};$$

где $d\vec{S} = \vec{i}_0 dS$ - векторный дифференциал площади проводника с током;

$\square I$ - ток проводимости, протекающий через площадку.

Найдем связь между напряженностью электрического поля и плотностью тока. Предположим, что объем проводника ($\Delta l \cdot \Delta S$) настолько мал, что внутри проводника поле однородное.

$$I = \frac{U}{R}, \quad j \cdot i_0 \cdot S \cdot i_0 = \frac{i_0 \cdot l \cdot i_0}{R} \cdot \bar{E}, \quad \bar{j} = \frac{l}{S \cdot R} \cdot \bar{E}.$$

$\bar{j} = \sigma \cdot \bar{E}$ - закон Ома в дифференциальной форме для тока проводимости.

Введем понятие плотности полного тока:

$$\bar{j}_{i \text{ и } e} = \bar{j}_{i \delta} + \bar{j}_{\bar{m}} + \bar{j}_{i \text{ ад}} + \bar{j}_{\bar{n} \delta},$$

где $\bar{j}_{i \delta} + \bar{j}_{\bar{m}} + \bar{j}_{i \text{ ад}} + \bar{j}_{\bar{n} \delta}$, - соответственно плотности токов проводимости, смещения, переноса и стороннего.

Ток проводимости $\bar{j} = \sigma \cdot \bar{E}$ - это направленное движение электрических зарядов, происходящее в условиях нейтральной среды, например, в металле.

Плотность тока смещения определяемая по формуле $\bar{j}_{\bar{m}} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}$

представляет из себя изменяющееся во времени электрическое поле, не сопровождающееся перемещением заряженных частиц.

Понятие о токе смещения впервые было введено Максвеллом. Это, например, ток в конденсаторе, заполненном идеальным диэлектриком.

$$\bar{j}_{i \text{ ад}} = \rho \cdot \bar{V},$$

где ρ - объемная плотность заряда;

\bar{V} - скорость движения заряженных частиц.

В отличие от тока проводимости, протекающего в нейтральной среде, ток переноса возникает под действием электрического поля в условиях пространственного заряда. Например, ток в электронной лампе.

Сторонний ток $\bar{j}_{\bar{n} \delta}$ - имеет неэлектрическое происхождение и является первичным источником поля. Он может носить механическое (генератор), тепловое (термопара), химическое (батарея) происхождение.

2.2 Классификация сред, материальные уравнения [2-5, 7]

Выпишем уравнения, связывающие вектора поля, (материальные уравнения):

$$\bar{D} = \varepsilon_a \cdot \bar{E}; \quad \bar{B} = \mu_a \cdot \bar{H}; \quad \bar{j} = \sigma \cdot \bar{E}.$$

Величины ε_a , μ_a , σ называются макроскопическими параметрами среды.

Классификация сред проводится в зависимости от поведения свойств макроскопических параметров.

По зависимости ε_a , μ_a , σ от координаты среды делятся на однородные и неоднородные. Если макроскопические параметры среды не зависят от координаты, то среда однородная.

Макроскопические параметры ε_a , μ_a , σ в ряде случаев можно считать не зависящими от векторов поля. Материальные уравнения оказываются при этом линейными. Соответственно этому употребляется выражение «линейные среды».

Однако существуют и имеют важное техническое значение среды, отличающиеся заметной зависимостью макроскопических параметров от векторов поля. Их называют «нелинейными».

В электротехнике, как известно, распространены ферромагнетики - вещества, магнитная проницаемость которых значительно и сложным образом зависит от магнитного поля. Им аналогичны сегнетоэлектрики, обладающие сходной зависимостью диэлектрической проницаемости от электрического поля. Нелинейность ряда сред проявляется в сильных полях.

До сих пор **говорилось лишь о так называемых изотропных средах**, свойства которых одинаковы для полей любых направлений. Однако существуют среды, проявляющие разные свойства в зависимости от направления поля, **они называются анизотропными**.

К анизотропным средам относятся кристаллические диэлектрики, намагниченная плазма и намагниченный феррит. Если, например, анизотропия проявляется в магнитном поле (намагниченный феррит), то вместо $\bar{B} = \mu_a \cdot \bar{H}$ будем иметь следующие соотношения:

$$\begin{aligned} B_x &= \mu_{xx} H_x + \mu_{xy} H_y + \mu_{xz} H_z, \\ B_y &= \mu_{yx} H_x + \mu_{yy} H_y + \mu_{yz} H_z, \\ B_z &= \mu_{zx} H_x + \mu_{zy} H_y + \mu_{zz} H_z. \end{aligned}$$

Каждая проекция вектора \bar{B} здесь зависит от трех проекций \bar{H} (часть коэффициентов $\mu_{xx}, \mu_{xy}, \dots, \mu_{zy}, \mu_{zz}$ может обращаться в нуль). Как видно, векторы $\bar{B} \in \bar{H}$ не параллельны. Всю совокупность действий, производимых над проекциями вектора \bar{H} для получения вектора \bar{B} , условно обозначают оператором

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix}$$

в результате чего форма уравнения $\bar{B} = \mu_a \cdot \bar{H}$ сохраняется: $\bar{B} = \vec{\mu} \cdot \bar{H}$.

Оператор $\vec{\mu}$ называется тензором магнитной проницаемости, а коэффициенты при проекциях \bar{H} - его компонентами.

Совершенно аналогично описывается анизотропия диэлектрических свойств и проводимости ($\vec{\varepsilon}$, $\vec{\sigma}$).

Некоторые анизотропные среды нашли в последние годы важное применение в радиотехнике сверхвысоких частот. Часто имеет место наведенная

анизотропия, например, при приложении к ферриту (или плазме) магнитного поля.

Особое внимание уделим действию полей очень высоких частот. С увеличением частоты приложенного к среде поля поляризованные частицы вещества не успевают изменять свое положение и, следовательно, величина индукции поля в данный момент времени t является функцией \bar{E} в предыдущий момент времени.

В быстропеременных полях обычно приходится иметь дело со сравнительно малыми напряженностями, тогда связь $\bar{D} \tilde{=} \bar{E}$ можно считать линейной. Наиболее общий вид линейной зависимости между $\bar{D}(t)$ и $\bar{E}(t)$ во все предыдущие моменты времени может быть в виде интегрального соотношения

$$\bar{D}(t) = \varepsilon(\bar{E}(t) + \int_0^{\infty} f(\tau) \cdot \bar{E}(t - \tau) d\tau).$$

Здесь $f(\tau)$ функция времени, зависящая от свойств среды.

Всякое переменное поле может быть сведено (путем разложения в ряд Фурье) к совокупности монохроматических компонент, в которых зависимость всех величин от времени дается множителем $e^{-j\omega t}$. Для таких полей связь между \bar{D} и \bar{E} приобретает вид $\bar{D} = \varepsilon(\omega)\bar{E}$,

$$\text{где функция } \varepsilon(\omega) \text{ определяется как } \varepsilon(\omega) = 1 + \int_0^{\infty} f(\tau) \cdot e^{-j\omega\tau} d\tau.$$

Таким образом, для периодических полей может быть введено понятие диэлектрической проницаемости, как коэффициента пропорциональности между \bar{D} и \bar{E} . Причем этот коэффициент зависит не только от свойств среды, но и от частоты поля. **О зависимости ε от частоты говорят как о законе ее дисперсии.** Среда, в которых эта зависимость проявляется, называются дисперсионными. Кроме вакуума, с ростом частоты временную дисперсию в той или иной степени проявляют все среды.

Разделим среды на проводники и диэлектрики.

Для такого разделения сред необходимо ввести определенный критерий.

Идеальным проводником назовем среду, в которой существует только ток проводимости, а в идеальном диэлектрике существует только ток смещения

$$\frac{|j|_{i\delta}}{|j|_{\bar{m}}} \ll 1 \text{ — проводник,} \quad \frac{|j|_{i\delta}}{|j|_{\bar{m}}} \gg 1 \text{ — диэлектрик.}$$

Пусть в среде действует переменное поле E , $E = E_0 \cos \omega t$,

$$j_{i\delta} = \sigma E_0 \cos \omega t, \quad j_{ci} = -\omega \varepsilon_a E_0 \cos \omega t;$$

$$\frac{j_{i\delta.\max}}{j_{m.\max}} = \frac{\sigma}{\omega \cdot \varepsilon_a} = \operatorname{tg} \delta - \text{тангенс угла диэлектрических потерь.}$$

В случае $\operatorname{tg} \delta \gg 1$ - проводник, если $\operatorname{tg} \delta \ll 1$ - диэлектрик.

Таким образом, если в среде преобладает ток проводимости и, значит, $\operatorname{tg} \delta \gg 1$, то эта среда проводник.

Если же преобладает ток смещения, то эта среда диэлектрик. Имеется множество сред, которые нельзя отнести ни к тем, ни к другим.

2.3 Уравнения Максвелла [2-5,7]

2.3.1 Уравнение Максвелла в дифференциальной и интегральной формах.

Для определения поля введено шесть векторов $\bar{E}, \bar{P}, \bar{D}, \bar{B}, \bar{M}, \bar{H}$. Так как векторы электрического поля $\bar{E}, \bar{P}, \bar{D}$ связаны соотношением ($\bar{D} = \varepsilon_0 \bar{E} + \bar{P}$), векторы магнитного поля ($\bar{B} = \mu_0 \bar{H} + \bar{M}$), то для определения электромагнитного поля можно ограничиться нахождением четырех векторов $\bar{E}, \bar{D}, \bar{B}, \bar{H}$. В линейных изотропных средах электромагнитное поле может быть полностью определено двумя векторами (обычно это векторы \bar{E} и \bar{H}).

Все электромагнитные процессы, относящиеся к макроскопической электродинамике, подчиняются законам, впервые сформулированными в виде дифференциальных уравнений Дж. К. Максвеллом. Эти уравнения были получены в результате обобщения экспериментальных данных и называются уравнениями Максвелла.

В компактной форме операций векторного анализа запишем уравнения, которые заключают в себе основы теории электромагнетизма и являются постулатами теории:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{j}, \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = \rho, \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0. \quad (2.4)$$

Формулы (2.1-2.4) это уравнения Максвелла в дифференциальной форме в частных производных относительно компонент векторов поля $\bar{E}, \bar{H}, \bar{D}, \bar{B}$, а также \bar{j} и ρ .

Значение уравнений Максвелла как основы теории электромагнетизма исключительно велико. Для инженера в первую очередь важно, что уравнения Максвелла дают возможность исследовать любые электромагнитные процессы. Надо лишь уметь правильно ставить соответствующие математические

задачи и решать их, привлекая ЭВМ. Для уяснения основных черт физическо-го смысла уравнений (2.1 – 2.4) перейдем к рассмотрению уравнениям Максвелла в интегральной форме:

$$\oint_L \overline{H} d\overline{l} = \frac{d}{dt} \int_S \overline{D} d\overline{S} + I, \quad (2.5)$$

$$\oint_L \overline{E} d\overline{l} = - \frac{d}{dt} \int_S \overline{B} d\overline{S}, \quad (2.6)$$

$$\oint_S \overline{D} d\overline{S} = q, \quad (2.7)$$

$$\oint_S \overline{B} d\overline{S} = 0. \quad (2.8)$$

Чтобы из (2.1), (2.2) получить (2.5), (2.6) достаточно к левой части применить теорему Стокса, заменив поток $rot \overline{H}$ через поверхность S циркуляцией по L , вынести операцию дифференцирования $\partial / \partial t$ за знак первого интеграла справа и учесть, что второй интеграл согласно определению есть ток I , проходящий через поверхность S , чтобы получить (2.5). При этом производится замена символов $\partial / \partial t \rightarrow d / dt$, так интеграл уже не является функцией координат.

Аналогично уравнение (2.6) получается из (2.2).

Чтобы вывести (2.7) из (2.3), левую и правую части (2.3) проинтегрируем по некоторому объему V , ограниченному поверхностью S :

$$\int_V div \overline{D} dv = \int_V \rho dv.$$

Объемный интеграл от ρ дает полный заряд q , содержащийся в объеме V . Объемный интеграл в левой части уравнения на основании теоремы Остроградского - Гаусса преобразуется в поток \overline{D} через замкнутую поверхность S . Аналогично уравнение (2.8) получается из (2.4).

2.3.2 Первое уравнение Максвелла: полный ток и магнитное поле

Рассмотрим первое уравнение Максвелла в дифференциальной форме (2.2) и соответствующий аналог в интегральной форме (2.5). Поскольку ротор составляется из пространственных производных компонент вектора, то, как видно из (2.1), изменение в пространстве магнитного поля (вектор \overline{H} слева) связано с изменением электрического поля во времени (вектор \overline{D} справа).

Пусть сначала изменений во времени нет ($\partial / \partial t = 0$, $d / dt = 0$) - процесс стационарный. Тогда первое уравнение Максвелла принимает вид

$$rot \overline{H} = \overline{j}, \quad \oint_L \overline{H} d\overline{l} = 0 \quad (2.9)$$

и описывает связь магнитного поля с постоянным током. Нельзя себе представить ток без магнитного поля, поскольку при $\overline{j} \neq 0$ ($I \neq 0$) обяза-

тельно $\text{rot} \bar{H} \neq 0$ (или отлична от нуля циркуляция \bar{H}), следовательно и $\bar{H} \neq 0$.

Продолжим обсуждение первого уравнения Максвелла. Рассмотрим случай, когда ток проводимости отсутствует ($I=0$), но процесс не стационарный ($\partial / \partial t \neq 0$, $d / dt \neq 0$). Из (2.5) видно, что циркуляция вектора \bar{H} , которая в случае постоянного тока была равна I , теперь оказывается равной величине

$$I_{\text{см}} = \frac{d}{dt} \int_S \bar{D} \bar{S} = \int_S \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} ds, \quad (2.10)$$

которая называется током смещения. Соответственно этому функция $\frac{\partial \bar{D}}{\partial t}$ рассматривается как плотность тока смещения. Понятие о нем уже было введено.

Ток смещения - одно из важных понятий теории электромагнетизма.

Во-первых, существенно, что по отношению к магнитному полю ток смещения как бы копирует роль обычного тока проводимости. Это видно из первого уравнения Максвелла, в котором ток проводимости и ток смещения (или их плотности) выступают равноправно.

Во-вторых, следует учитывать, что физическая сущность тока смещения в вакууме никак не связана с движением зарядов.

Будем говорить, что вся правая часть первого уравнения Максвелла в интегральной форме (2.5) представляет собой полный ток $I_{\text{см}} + I$, а величина $\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{j}$ в (2.1) - плотность полного тока. В отсутствии магнитного поля ($\bar{H} = 0$) равен нулю и полный ток. Если полный ток существует, то обязательно присутствует магнитное поле.

Привлечем для дальнейшего анализа тождество $\text{div} \text{rot} \bar{H} = 0$. Записав дивергенцию от левой и правой частей уравнения (2.1), получим

$$\text{div} \left(\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{j} \right) = 0. \quad (*)$$

Отсюда следует, что вектор плотности полного тока $\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{j}$ не имеет источников (стоков). Его векторные линии, следовательно, замкнуты или уходят из бесконечности в бесконечность.

Покажем, что первое уравнение Максвелла согласованно с законом сохранения заряда. Действительно, переписывая (*) в виде $\frac{\partial}{\partial t} (\text{div} \bar{D}) + \text{div} \bar{j} = 0$ (операции div и $\partial / \partial t$ можно поменять местами), а затем заменяя $\text{div} \bar{D} = \rho$ в соответствии с (2.3), получаем уже известное уравнение выражение для закона сохранения заряда - $\text{div} \bar{j} = -\partial \rho / \partial t$.

2.3.3 Второе уравнение Максвелла: обобщенный закон электромагнитной индукции

Обращаясь ко второму уравнению Максвелла в дифференциальной форме (2.2), замечаем, что оно связывает пространственные изменения электрического поля (\vec{E}) с изменениями во времени магнитного поля (\vec{B}). Если в качестве примера взять случай, когда электрическое поле отсутствует ($\vec{E} = 0$), то равна нулю вся левая часть (2.2), т.е. $\partial \vec{B} / \partial t = 0$. Следовательно, магнитное поле, существующее без электрического, может быть только неизменным во времени, стационарным. При этом всякое изменение магнитного поля ($\partial \vec{B} / \partial t \neq 0$) вызывает появление поля электрического ($\text{rot} \vec{E} \neq 0$, при $\vec{E} \neq 0$).

Если для потока вектора \vec{B} через S , называемого магнитным потоком, установить обозначение Φ , а для циркуляции вектора \vec{E} по L использовать символ \mathcal{E} , то уравнение (1.6) примет вид
$$\dot{\mathcal{E}} = -\frac{d\Phi}{dt},$$

где $\dot{\mathcal{E}} = \oint_L \vec{E} d\vec{l}$, $\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S}$.

В этой форме второе уравнение Максвелла совпадает с законом электромагнитной индукции Фарадея. Циркуляция \mathcal{E} предстает как электродвижущая сила, наводимая в контуре L изменением магнитного потока Φ . Заметим, что \mathcal{E} измеряется в вольтах [В], а Φ - в веберах [Вб].

Напомним, что закон Фарадея был установлен для проводящих (например, проволочных) контуров в магнитных полях. Закон электромагнетизма, выражаемый вторым уравнением Максвелла в интегральной форме, значительно шире указанного закона Фарадея, поскольку контур L в (2.6) это любой мысленно очерченный в пространстве контур. Не имеет значения, какие именно материальные объекты оказались в области построения: это не нарушает справедливости второго уравнения Максвелла. Столь общая постановка вопроса далеко выходит за пределы опытных фактов, на основе которых был сформулирован закон Фарадея.

Второе уравнение Максвелла, однако, сохраняет идейную основу этого закона, и может рассматриваться как обобщенный закон электромагнитной индукции.

2.3.4 Третье уравнение Максвелла: электрическое поле и заряды

Смысл третьего уравнения Максвелла (2.3), (2.7) прост, поскольку он вполне исчерпывается содержанием понятий дивергенции и потока вектора. Линии вектора \vec{D} начинаются на положительных и кончаются на отрицательных зарядах (знаки $\text{div} \vec{D} \hat{=} \rho$ совпадают).

Третье уравнение Максвелла в интегральной форме известно также под названием теоремы Гаусса. В качестве частного момента отметим, что согласно (2.7) поток вектора \vec{D} через некоторую замкнутую поверхность S

обращается в нуль не только при отсутствии зарядов внутри S , но и при их нейтрализации, когда полный положительный заряд уравновешивается отрицательным.

2.3.5 Четвертое уравнение Максвелла, непрерывность линий вектора \vec{B}

Четвертое уравнение Максвелла (2.4), (2.8) по форме отличаются от третьего нулевой правой частью. Это указывает на отсутствие “магнитных зарядов”. Если все же формально ввести магнитный заряд q^M с плотностью ρ^M , то согласно (2.4), (2.8) $q^M = 0$ и $\rho^M = 0$.

Из четвертого уравнения Максвелла следует, что магнитные силовые линии (линии вектора \vec{B}) обязательно непрерывны, т.е. либо замкнуты, либо идут из бесконечности в бесконечность.

2.3.6 Классификация электромагнитных явлений

Максвелл воплотил в математической форме физические идеи Фарадея, предвосхищавшие представление об электромагнитном поле. Фарадей рассматривал силовые линии, как некоторую физическую реальность. Однако Максвелл не только, употребляя временное выражение, формализовал взгляды Фарадея, но и внес в них существенно новое. Именно Максвелл ввел ток смещения. Выше уже было доказано, что следствием первого и третьего уравнений Максвелла является закон сохранения заряда, В дальнейшем мы неоднократно будем убеждаться в особой важности представления о токе смещения. Что же касается самих уравнений Максвелла, то в их окончательное формирование внесли решающий вклад Герц и Хевисайд.

Уравнения, входящие в полную систему уравнений Максвелла являются линейными уравнениями. Поэтому можно утверждать, что электромагнитные поля удовлетворяют *принципу суперпозиции*: поле, созданное несколькими источниками, можно рассматривать как сумму полей, созданных каждым источником. Система уравнений Максвелла охватывает всю совокупность электромагнитных явлений

Система уравнений Максвелла охватывает всю совокупность электромагнитных явлений, относящихся к макроскопической электродинамике. В ряде частных случаев уравнения Максвелла упрощаются. Самым простым является случай, когда поле не зависит от времени и, кроме того, отсутствует перемещение заряженных частиц ($\vec{j} = 0$). При этих условиях система уравнений (2.1 – 2.4) с учетом материальных уравнений ($\vec{D} = \epsilon_a \cdot \vec{E}$; $\vec{B} = \mu_a \cdot \vec{H}$; $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$.) распадается на две независимые системы:

$$\text{rot} \vec{E} = 0, \quad \text{div} \vec{D} = \rho, \quad \vec{D} = \epsilon_a \vec{E} \quad (2.11)$$

и

$$\text{rot} \vec{H} = 0, \quad \text{div} \vec{B} = 0, \quad \vec{B} = \mu_a \vec{H}. \quad (2.12)$$

Уравнения (2.11) содержат только векторы электрического поля, а (2.12)-только векторы магнитного поля. Это означает, что в данном случае электрические и магнитные явления независимы. Явления, описываемые системой уравнений (2.11), принято называть *электростатическими*. Электростатические поля - это поля, созданные неподвижными, неизменными по величине зарядами. Система уравнений (2.11) является *полной системой дифференциальных уравнений электростатики*.

Уравнения (2.12) характеризуют поля, создаваемые постоянными магнитами. Они также могут быть использованы для анализа свойств магнитного поля, созданного постоянными токами в области, в которой плотность тока проводимости равна нулю ($\bar{j} = 0$) и которая не сцеплена с током (не охватывает его линий). Явления, описываемые системой (2.12), называют *магнито-статическими*, соотношения (2.12) - *уравнениями магнитостатики*.

При наличии постоянного тока электрические и магнитные поля уже нельзя считать независимыми. Электромагнитное поле, созданное постоянными токами, называют *стационарным электромагнитным полем*. Система уравнений Максвелла в этом случае принимает вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{H} &= \bar{j}, & \operatorname{div} \bar{B} &= 0, & \bar{B} &= \mu_a \bar{H}, & \bar{j} &= \sigma \bar{E} \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= 0, & \operatorname{div} \bar{D} &= \rho, & \bar{D} &= \varepsilon_a \bar{E} \end{aligned} \quad (2.13)$$

В качестве самостоятельного класса выделяют также так называемые *квазистационарные процессы*, т.е. процессы, протекающие достаточно медленно. В этом случае в первом уравнении Максвелла при наличии тока проводимости можно пренебречь током смещения: $\operatorname{rot} \bar{H} = \bar{j}$. Однако в тех случаях, тока проводимости нет (например, емкость в цепи переменного тока), токи смещения необходимо учитывать, при этом $\operatorname{rot} \bar{H} = -\partial \bar{D} / \partial t$. Второе уравнение Максвелла при анализе квазистационарных процессов записывается в обычной форме $\operatorname{rot} \bar{E} = -\partial \bar{B} / \partial t$.

В общем случае используют полную систему уравнений Максвелла (2.1 – 2.4) с учетом материальных уравнений ($\bar{D} = \varepsilon_a \cdot \bar{E}$; $\bar{B} = \mu_a \cdot \bar{H}$; $\bar{j} = \sigma \cdot \bar{E}$). Для гармонических во времени колебаний систему уравнений (2.1 – 2.4) удастся упростить с помощью искусственного приема, получившего название *метода комплексных амплитуд*.

2.4 Уравнения Максвелла для монохроматического поля [2-5, 6]

2.4.1 Метод комплексных амплитуд (МКА)

Все реальные электромагнитные процессы можно представить либо в виде суммы дискретных гармонических колебаний либо в виде непрерывного спектра гармонических колебаний. По этой причине изучение гармонических во времени электромагнитных полей представляет большой практический и теоретический интерес. Такие поля часто называют также *монохроматиче-*

скими. В буквальном переводе "монохроматический" означает "одноцветный". Название взято из оптики: как известно, каждому цвету соответствуют колебания определенной частоты.

Анализ гармонических процессов существенно упрощается при использовании метода комплексных амплитуд. В этом случае вместо любой скалярной функции, изменяющейся по закону

$$\psi = \psi_m \cos(\omega t + \varphi),$$

где ψ_m - амплитуда; φ - начальная фаза; $\omega = 2\pi f = 2\pi / T$, $f \in T$ - частота и период гармонического колебания. Вводится в рассмотрение комплексная функция

$$\dot{\psi} = \psi_m e^{j(\omega t + \varphi)} = \dot{\psi}_m e^{j\omega t}$$

Величину $\dot{\psi}_m = \psi_m e^{j\varphi}$ принято называть комплексной амплитудой функции ψ . Для перехода от комплексной функции $\dot{\psi}$ к исходной функции ψ нужно взять от $\dot{\psi}$ реальную часть

$$\psi = \text{Re} \dot{\psi} = \text{Re}(\dot{\psi}_m e^{j\omega t})$$

Определение комплексных функций во многих случаях оказывается проще определения исходных функций. Это объясняется тем, что дифференцирование комплексной функции во времени равносильно умножению ее на

$j\omega$: $\partial \dot{A} / \partial t = j\omega \dot{A}$; $\partial \dot{\psi} / \partial t = j\omega \dot{\psi}$, а интегрирование по времени – делению на $j\omega$: $\int \dot{A} dt = \dot{A} / (j\omega)$; $\int \dot{\psi} dt = \dot{\psi} / (j\omega)$.

2.4.2 Уравнения Максвелла в комплексной форме

Используя МКА заменим в первых двух уравнениях Максвелла, записанных в дифференциальной форме, векторы поля комплексными представлениями

$$\dot{\vec{E}} = \dot{\vec{E}}_m e^{j\omega t}, \quad \dot{\vec{H}} = \dot{\vec{H}}_m e^{j\omega t}, \quad \text{где}$$

$$\dot{\vec{E}}_m = \overline{\vec{E}}_m e^{-jkz}, \quad \dot{\vec{H}}_m = \overline{\vec{H}}_m e^{-jkz} \quad \text{комплексные амплитуды векторов поля.}$$

$$\text{rot} \overline{\vec{H}} = \sigma \overline{\vec{E}} + \varepsilon_a \frac{d\overline{\vec{E}}}{dt} \Rightarrow \text{rot} \dot{\vec{H}} = \sigma \dot{\vec{E}} + j\omega \varepsilon_a \dot{\vec{E}}. \quad (2.14)$$

$$\text{rot} \overline{\vec{E}} = -\mu_a \frac{d\overline{\vec{H}}}{dt} \Rightarrow \text{rot} \dot{\vec{E}} = -j\mu_a \omega \dot{\vec{H}}. \quad (2.15)$$

Сократив на $e^{j\omega t}$, избавимся от временной зависимости и перейдем к комплексным амплитудам

$$\text{rot} \overline{\vec{H}}_m = j\omega(\varepsilon_a - j\frac{\sigma}{\omega}) \overline{\vec{E}}_m. \quad (2.16)$$

$$\text{rot} \overline{\vec{E}}_m = -j\omega \mu_a \overline{\vec{H}}_m. \quad (2.17)$$

$(\varepsilon_a - j\frac{\sigma}{\omega}) = \dot{\varepsilon}_a$ - комплексная диэлектрическая проницаемость.

$$\dot{\varepsilon}_a = \varepsilon'_a - j\varepsilon''_a,$$

$$\varepsilon'_a = \varepsilon_a; \varepsilon''_a = \frac{\sigma}{\omega};$$

$$\frac{\varepsilon'_a}{\varepsilon''_a} = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_a} = \operatorname{tg}\delta - \text{тангенс угла диэлектрических потерь.}$$

Мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости характеризует ток проводимости и электрические потери в веществе, если $\varepsilon''_a = 0$, это означает, что потерями можно пренебречь, аналогично:

$$\dot{\mu}_a = \mu'_a - j\mu''_a; \frac{\mu''_a}{\mu'_a} = \operatorname{tg}\delta_M - \text{потери на перемагничивание.}$$

Уравнение Максвелла для изотропной среды будут иметь следующий вид.

Для комплексных векторов:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = j\omega \dot{\varepsilon}_a \vec{E}. \quad (2.18)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega \dot{\mu}_a \vec{H}. \quad (2.19)$$

Для комплексных амплитуд:

$$\operatorname{rot} \vec{H}_m = j\omega \dot{\varepsilon}_a \vec{E}_m. \quad (2.20)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}_m = -j\omega \dot{\mu}_a \vec{H}_m. \quad (2.21)$$

Эти уравнения дополняются еще двумя:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0. \quad (2.22)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0.$$

2.5 Проводники и диэлектрики, время релаксации [2-5,6]

Среды могут сильно отличаться друг от друга по величине удельной проводимости, поэтому электромагнитные поля в таких средах могут обладать разными свойствами. Чем больше величина σ , тем больше плотность тока проводимости в среде - при той же напряженности электрического поля. Часто для упрощения анализа вводят понятия *идеального проводника* и *идеального диэлектрика*. Идеальный проводник - это среда с бесконечно большой удельной проводимостью ($\sigma \rightarrow \infty$). В идеальном диэлектрике $\sigma = 0$, а ε и σ - вещественные скалярные функции или постоянные. В идеальном проводнике может существовать только ток проводимости, а в идеальном диэлектрике - только ток смещения. В реальных средах имеется как ток проводимости, так и ток смещения. Поэтому *проводниками* принято называть среды, в которых ток проводимости намного превосходит ток смещения, а ди-

электриками - среды, в которых основным является ток смещения. Такое деление сред на проводники и диэлектрики имеет относительный характер, так как существенно зависит от скорости изменения электромагнитного поля. В случае монохроматического поля комплексные амплитуды векторов плотности тока проводимости и плотности тока смещения равны соответственно

$$\dot{j}_{m,i\delta} = \sigma \dot{E}_m \quad \dot{j}_{m,\bar{i}} = j\omega\varepsilon_a \dot{E}_m. \quad \text{Отношение}$$

$$\frac{|\dot{j}_{m,i\delta}|}{|\dot{j}_{m,\bar{i}}|} = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_a} = tg\delta \quad (2.23)$$

и является критерием деления сред на проводники и диэлектрики. Если $tg\delta \gg 1$, среду называют проводником, если $tg\delta \ll 1$ - диэлектриком. Из соотношения (2.23) следует, что диэлектрические свойства сильнее проявляются при более высоких частотах.

Металлы имеют большую удельную проводимость. Например, у холодной меди $\sigma = 5.65 \cdot 10^7$ См/м, у железа $\sigma = 1.0 \cdot 10^7$ См/м. Поэтому у металлов $tg\delta \gg 1$ на всех частотах, используемых в радиотехнике. У типичных диэлектриков, наоборот, удельная проводимость очень мала, например, у кварца $\sigma = 2 \cdot 10^{-17}$ См/м; у стекла $\sigma = 2 \cdot 10^{-12}$ См/м.

Существует ряд сред, занимающих промежуточное положение между проводниками и диэлектриками, например, вода, почва и др. (у морской воды $\sigma = 3 \cdot 10^3$ См/м, у влажной почвы $\sigma = 10^{-3} \cdot 10^{-5}$ См/м, у дистиллированной воды $\sigma = 2 \cdot 10^{-4}$ См/м). Такие среды (их называют *полупроводящими*) на одних частотах являются проводниками ($\sigma \gg \omega\varepsilon$), а на других - диэлектриками ($\sigma \ll \omega\varepsilon$).

Из уравнения непрерывности (закон сохранения заряда - $div \bar{j} - \partial \rho / \partial t = 0$) вытекает важное следствие. Рассмотрим безграничную однородную изотропную среду, обладающую отличной от нуля проводимостью ($\sigma \neq 0$). Так как в этом случае $div \bar{j} = div \sigma \bar{E} = (\sigma / \varepsilon_a) div \bar{D} = (\sigma / \varepsilon_a) \rho$, то уравнение непрерывности принимает вид $\partial \rho / \partial t + (\sigma / \varepsilon_a) \rho = 0$. Решая это уравнение, получаем

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{\sigma}{\varepsilon_a} t\right), \quad (2.24)$$

где $\rho_0 = \rho_0(x, y, z)$ - объемная плотность заряда в начальный момент времени $t = 0$. Таким образом, при $\sigma \neq 0$ объемная плотность зарядов в каждой точке, где $\rho_0 \neq 0$, экспоненциально убывает со временем. Промежуток времени τ , в течение которого заряд в каком-либо малом элементе объема уменьшается в e раз, называется *временем релаксации*. Приравнявая единицу показатель степени в формуле (1.24), получаем выражение $\tau = \varepsilon_a / \sigma$. Время

релаксации для хорошо проводящих сред очень мало. Например, для металлов τ имеет порядок 10^{-18} с; для морской воды - $2 \cdot 10^{10}$ с. Даже при $\sigma = 2 \cdot 10^{-4}$ См/м (дистиллированная вода) τ не превышает 10^{-5} с.

То, что объемная плотность заряда в каждой точке внутри проводящей области, например, внутри металлического объекта, экспоненциально убывает со временем, не означает, конечно, что заряды исчезают. Если рассматриваемая область окружена непроводящей средой, заряды задерживаются на границе области (например, на внешней поверхности металлического объекта), образуя весьма тонкий заряженный слой. Однако этот процесс не сопровождается появлением зарядов во внутренних точках проводящей области, в которых в начальный момент они отсутствовали.

2.6 Волновые уравнения [2-5, 6]

При решении прямых задач электродинамики требуется найти векторы \bar{E} и \bar{H} по известным (заданным) сторонним источникам. Предположим, что сторонние источники расположены безграничной однородной изотропной среде. Для упрощения преобразований будем считать, что $\sigma = 0$. Записывая уравнения Максвелла для данного частного случая, получаем

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{H} &= \varepsilon_a \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \bar{j}_{\text{н}0}, \quad \operatorname{rot} \bar{E} = -\mu_a \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \bar{E} &= \frac{\rho_{\text{н}0}}{\varepsilon}, \quad \operatorname{div} \bar{H} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

Определение векторов \bar{E} и \bar{H} непосредственно из системы уравнений (1.25) затруднительно. Поэтому целесообразно преобразовать ее, исключив либо вектор \bar{E} , либо вектор \bar{H} , т.е. получить из нее такое дифференциальное уравнение, в которое входил бы только один из векторов \bar{E} или \bar{H} . Для этого возьмем ротор от обеих частей второго уравнения системы (2.25) и изменим порядок дифференцирования по времени и по пространственным координатам. Учитывая известное из векторного анализа равенство

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{A} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{A} - \nabla^2 \bar{A}, \quad (2.26)$$

где $\nabla^2 \equiv \Delta$ - оператор Лапласа, и третье равенство рассматриваемой системы, приходим к уравнению

$$\nabla^2 \bar{E} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \mu_a \frac{\partial \bar{j}_{\text{н}0}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{grad} \rho_{\text{н}0}. \quad (2.27)$$

Аналогично выводится и уравнение для вектора \bar{H} :

$$\nabla^2 \bar{H} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} = -\operatorname{rot} \bar{j}_{\text{с}0}. \quad (2.28)$$

Каждое из векторных уравнений (2.27) и (2.28) эквивалентно трем скалярным уравнениям, получающимся при проецировании векторного уравнения на оси X, Y и Z декартовой системы координат. Такие уравнения принято

называть *неоднородными уравнениями Даламбера* или *неоднородными волновыми уравнениями*.

В случае монохроматического поля полная система уравнений Максвелла в комплексной форме, учитывающая сторонние электрические источники, имеет вид

$$\operatorname{rot} \vec{H} = j\omega \dot{\epsilon}_a \vec{E} + \dot{j}_{\vec{n}\vec{o}}, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega \dot{\mu}_a \vec{H}. \quad (2.29)$$

Предположим, что среда, заполняющая рассматриваемую часть пространства, является однородной и изотропной. Возьмем ротор от обеих частей второго уравнения системы (2.29) и исключим вектор \vec{H} , используя первое уравнение. Учитывая формулу (2.26) и равенство

$\operatorname{div} \vec{E} = \dot{\rho}_{\vec{n}\vec{o}} / \dot{\epsilon}_a$, справедливое для однородной изотропной среды, придем к уравнению

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = j\omega \dot{\mu}_a \dot{j}_{\vec{n}\vec{o}} + \frac{1}{\dot{\epsilon}_a} \operatorname{grad} \dot{\rho}_{\vec{n}\vec{o}}, \quad (2.30)$$

где $k = \sqrt{\dot{\epsilon}_a \dot{\mu}_a}$. Для вектора \vec{H} получаем аналогично

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = -\operatorname{rot} \dot{j}_{\vec{n}\vec{o}}. \quad (2.31)$$

Очевидно, что такие же уравнения связывают между собой комплексные амплитуды $\vec{E}_m, \vec{H}_m, \dot{j}_{m\vec{n}\vec{o}}, \dot{\rho}_{m\vec{n}\vec{o}}$.

Если в рассматриваемой области отсутствуют сторонние источники, уравнения (2.30) и (2.31) упрощаются, так как правая часть этих уравнений будет равна нулю.

Для перехода к случаю среды без потерь в уравнениях (2.29)-(2.31) нужно положить $\dot{\epsilon}_a = \epsilon_a, \dot{\mu}_a = \mu_a, k = k\sqrt{\epsilon_a \mu_a}$.

Уравнения (1.30) и (1.31) называют неоднородными векторными уравнениями Гельмгольца. Соответственно уравнения (2.30) и (2.31) при нулевой правой части (сторонние источники отсутствуют) становятся **однородными векторными уравнениями Гельмгольца.**

2.7 Граничные условия для электромагнитного поля [2-5, 6]

Уравнениями Максвелла в дифференциальной форме удобно пользоваться при анализе электромагнитных полей в средах, параметры $\epsilon_a, \mu_a, \sigma$ которых - непрерывные функции координат (или не зависят от координат). На практике, однако, рассматриваемая область может состоять из двух (и более) разнородных сред. При анализе макроскопических свойств поля обычно считают, что параметры $\epsilon_a, \mu_a, \sigma$ (или по крайней мере один из них) на границе раздела сред меняются скачком. При этом пользоваться уравнениями Максвелла в дифференциальной форме на границе раздела неудобно, и для изуче-

ния поведения векторов поля при переходе из одной среды в другую следует исходить из уравнений Максвелла в интегральной форме (2.5 – 2.8).

Соотношения, показывающие связь между значениями составляющих векторов электромагнитного поля в разных средах у поверхности раздела, называют *граничными условиями*.

Граничные условия для нормальных составляющих векторов электрического и магнитного полей могут быть получены соответственно из третьего (2.7) и четвертого (2.8) уравнений Максвелла в интегральной форме.

Сравнивая эти уравнения, замечаем, что равенство (2.8) может быть формально получено из уравнения (2.7), если в последнем заменить \overline{D} на \overline{B} и положить $\rho = 0$.

Для случая двух изотропных сред, характеризующихся параметрами $\varepsilon_1, \mu_1, \sigma_1$ и $\varepsilon_2, \mu_2, \sigma_2$ соответственно, граничные условия в случае отсутствия поверхностных зарядов (ρ_s) формулируются в следующем виде [1,2,3].

Нормальная компонента вектора \overline{D} непрерывна при переходе из одной среды в другую:

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad \varepsilon_1 \cdot E_{1n} = \varepsilon_2 \cdot E_{2n}. \quad (2.32)$$

Нормальная компонента вектора \overline{B} также непрерывна при переходе из одной среды в другую:

$$B_{1n} = B_{2n}, \quad \mu_1 \cdot H_{1n} = \mu_2 \cdot H_{2n}. \quad (2.33)$$

Из уравнений (2.32), (2.33) следует, что нормальные компоненты векторов напряженности электрического (\overline{E}) и магнитного полей (\overline{H}) претерпевают разрыв (скачок) при переходе из одной среды в другую:

$$E_{1n} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} E_{2n}, \quad H_{1n} = \frac{\mu_2}{\mu_1} H_{2n}. \quad (2.34)$$

В случае, если на границе раздела двух сред равномерно распределен поверхностный заряд, нормальная компонента вектора \overline{D} претерпевает разрыв (скачок), равный плотности поверхностного заряда (ρ_s):

$$D_{1n} - D_{2n} = \rho_s \Rightarrow \varepsilon_1 E_{1n} - \varepsilon_2 E_{2n} = \rho_s. \quad (2.35)$$

Граничные условия для касательных составляющих векторов электрического и магнитного полей могут быть получены соответственно из второго (1.6) и первого (2.5) уравнений Максвелла в интегральной форме.

В рассматриваемом случае (при отсутствии поверхностных токов) касательные составляющие векторов напряженности электрического (\overline{E}) и магнитного (\overline{H}) полей непрерывны:

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}, \quad H_{1\tau} = H_{2\tau}. \quad (2.36)$$

касательные составляющие векторов \bar{D} и \bar{B} наоборот претерпевают разрыв, величина которого определяется отношением электрических и магнитных проницаемостей соответственно:

$$D_{1\tau} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} D_{2\tau}, \quad B_{1\tau} = \frac{\mu_1}{\mu_2} B_{2\tau}. \quad (2.37)$$

Для случая, когда по границе раздела протекают поверхностные токи (j_{SN}), векторы напряженности магнитного поля \bar{H} претерпевают разрыв при переходе из одной среды в другую: $H_{1\tau} - H_{2\tau} = j_{SN}$.

Таким образом, на поверхности раздела любых двух изотропных сред должны выполняться следующие граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} D_{1n} - D_{2n} &= \rho_S, & E_{1\tau} &= E_{2\tau} \\ H_{1\tau} - H_{2\tau} &= j_{SN}, & B_{1n} &= B_{2n} \end{aligned} \right\} \quad (2.38)$$

Уравнения (2.38) составляют полную систему граничных условий. Они справедливы для любых электромагнитных процессов, рассматриваемых в макроскопической электродинамике. Не включенные в систему (2.38) граничные условия для составляющих D_τ, E_n, B_τ, H_n являются следствиями соотношений (2.38) и материальных уравнений.

При изучении *переменных электромагнитных полей* вблизи поверхности металлических тел часто предполагают, что рассматриваемое тело является идеально проводящим.

При этом граничные условия упрощаются, так как в среде с $\sigma = \infty$ поле отсутствует. Действительно, плотность тока проводимости должна быть ограниченной величиной. Поэтому из закона Ома в дифференциальной форме следует, что напряженность электрического поля внутри идеального проводника должна быть равна нулю. Полагая во втором уравнении Максвелла $\bar{E} = 0$, получаем $\partial \bar{B} / \partial t = 0$. Так как поле считается переменным, то последнее равенство выполняется только при $\bar{B} = 0$.

Пусть идеально проводящей является вторая среда. Тогда $\bar{D}_2 = \bar{E}_2 = \bar{B}_2 = \bar{H}_2 = 0$ и условия (2.38) принимают следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} E_{1n} &= \rho_S / \varepsilon_1, & E_{1\tau} &= 0, \\ H_{1\tau} &= j_{SN}, & H_{1n} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.39)$$

3 ПЛОСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ОДНОРОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ [2-5, 6]

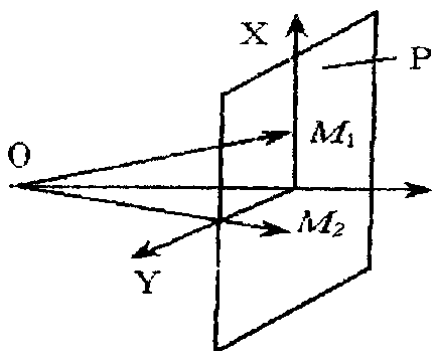
Плоской волной называют поперечную электромагнитную волну, векторы \bar{E} и \bar{H} , которой перпендикулярны направлению распространения волны.

При этом различают плоскую волну поляризованную (линейно) и неполяризованную. Плоская (линейно) поляризованная волна является простей-

шим случаем волн электромагнитного поля. Она соответствует полю, векторы \vec{E} и \vec{H} которого являются функциями только одной переменной, например z . Физически это означает, что векторы \vec{E} и \vec{H} лежат в каждое мгновение в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны, а их модули постоянны на всей плоскости. Такая волна является абстрактным понятием, однако во многих случаях очень близка к реальности. Например, если рассматривается малый участок большого шара, образуемого фронтом радиоволны удаленного точечного источника. Если векторы \vec{E} и \vec{H} электромагнитной волны являются синусоидальными функциями времени, то такую волну называют монохроматической.

3.1 Волновой характер электромагнитного поля. Плоские волны

Рассмотрим основные свойства плоской волны, распространяющейся в безграничной однородной изотропной среде. Источники, создающие волну, находятся за пределами рассматриваемой области (условно). В этом случае векторы \vec{E} и \vec{H} удовлетворяют однородным уравнениям Гельмгольца:



$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \quad \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0. \quad (3.1)$$

Будем решать эти уравнения в приближении плоской волны. Плоская волна - это волна, фронт которой представляет собой плоскость. Другими словами фронт - это эквифазная поверхность, т.е. поверхность равных фаз. Напомним, что фаза - это характеристика состояния процесса. Предположим, что в точке O находится точечный источник. Плоскость перпендикулярна OMZ , точки M_1, M_2 лежат в плоскости P . Предположим, что источник O так далеко от P , что $OM_1 \parallel OM_2$. Это значит, что все точки в плоскости P , являющаяся фронтом волны, т.е. при перемещении в плоскости P не происходит изменения состояния процесса, т.е. поле не зависит от координат x и y . В этом случае трехмерные уравнения преобразуются в однородные

Решение волновых уравнений для реальных векторов хорошо известно [1,2,3] и имеет следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}_m}{\partial z^2} + k^2 \vec{E}_m &= 0; \\ \frac{\partial^2 \vec{H}_m}{\partial z^2} + k^2 \vec{H}_m &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

$$\bar{E} = \text{Re} \dot{\bar{E}} = \bar{e}_0 (A \cos(\omega t - kz) + B \cos(\omega t + kz)), \quad (3.3)$$

$$\bar{H} = \text{Re} \dot{\bar{H}} = \bar{h}_0 (C \cos(\omega t - kz) + B \cos(\omega t + kz)).$$

Проанализируем частные решения (3.3), описывающие волновой процесс. На рисунке 3.1 показано распределение амплитуд электрического поля в момент времени t и $t + \Delta t$. Точки A и B , соответствуют максимумам амплитуда поля. Положение максимума сместилось за время Δt на расстояние Δz .

$$A \cos(\omega t - kz) = A \cos(\omega t + \omega \Delta t - kz - k \Delta z),$$

$$\omega \Delta t = k \Delta z,$$

$$\frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{\omega}{k} = V_{\phi} \quad - \quad \text{фазовая скорость}$$

Для вакуума:
$$V_{\phi} = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{36} \cdot 10^{-9} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

Это означает, что в вакууме скорость распространения электромагнитной волны равна скорости света.

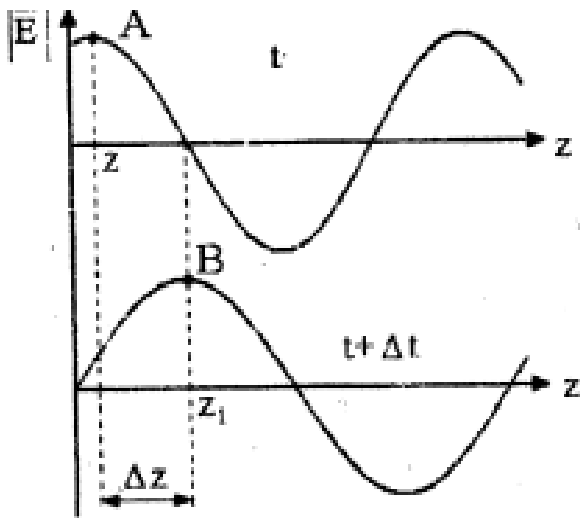


Рисунок 3.1

Второе частное решение

$$(A = B \cos(\omega t + kz)) \quad \text{фазовая скорость} \quad V_{\phi} = -\frac{\omega}{k}$$

Оно соответствует волне, распространяющейся к источнику. Эта волна не имеет физического смысла.

Определим расстояние λ между точками поля с одинаковой фазой. Это расстояние называется длиной волны.

$$\cos(\omega t - kz) = \cos[\omega t - k(z + \lambda) + 2\pi];$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\omega \sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{V_{\phi}}{f}; \quad k - \text{волновое}$$

число (пространственный период).

Длина волны в вакууме

$$\lambda_0 = \frac{c}{f}; \quad c - \text{фазовая скорость}$$

Фазовая скорость в материальных средах

$$V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad \text{и} \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$$

Как следует из формулы для фазовой скорости, она не зависит от частоты, значит среда без потерь не дисперсионная.

Установим связь между направлениями векторов электрического и магнитного полей. Начнем с уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = j\omega\varepsilon \vec{E}; \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\mu \vec{H}.$$

Заменяем векторные уравнения скалярными в декартовой системе координат

$$\frac{\partial \dot{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \dot{H}_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon \dot{E}_x; \quad \frac{\partial \dot{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \dot{E}_y}{\partial z} = -j\omega\mu \dot{H}_x; \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \dot{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \dot{H}_z}{\partial x} = j\omega\varepsilon \dot{E}_y; \quad \frac{\partial \dot{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \dot{E}_z}{\partial x} = -j\omega\mu \dot{H}_y; \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \dot{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \dot{H}_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon \dot{E}_z; \quad \frac{\partial \dot{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \dot{E}_x}{\partial y} = -j\omega\mu \dot{H}_z; \quad (3.6)$$

Учтем, что для плоской волны в системе уравнений (3.4) – (3.6) надо положить $\partial / \partial x = \partial / \partial y = 0$, $\partial / \partial z \rightarrow -jk$, и получим:

$$\begin{aligned} k \dot{H}_y &= \omega\varepsilon \dot{E}_x; & k \dot{E}_y &= -\omega\mu \dot{H}_x; \\ k \dot{H}_x &= \omega\varepsilon \dot{E}_y; & k \dot{E}_x &= -\omega\mu \dot{H}_y; \\ \dot{E}_z &= 0; & \dot{H}_z &= 0. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Из (3.6) видно, что у плоских волн нет продольных составляющих, т.к. $\dot{H}_z, \dot{E}_z = 0$.

Составим скалярное произведение $(\vec{E} \cdot \vec{H})$, выразив E_x и E_y из (3.7)

$$\begin{aligned} \dot{E}_x &= \frac{k}{\omega\varepsilon} \cdot \dot{H}_y; & \dot{E}_y &= -\frac{k}{\omega\varepsilon} \cdot \dot{H}_x; \\ (\vec{E}, \vec{H}) &= (E_x \cdot H_x + E_y \cdot H_y) = \frac{k}{\omega\varepsilon} H_x H_y - \frac{k}{\omega\varepsilon} H_x H_y = 0. \end{aligned}$$

Т.к. скалярное произведение векторов равно нулю, векторы \vec{E} и \vec{H} в плоской волне перпендикулярны друг другу.

Поскольку у них нет продольных составляющих, то \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны направлению распространения.

Найдем отношение амплитуд векторов, электрического и магнитного полей. Будем предполагать, что вектор направлен вдоль оси x ($E_y = 0$, $H_x = 0$), из (3.7) имеем:

$$E_x = \frac{k}{\omega\varepsilon} H_y; \quad H_y = \frac{k}{\omega\mu} E_x.$$

$$\text{Тогда отношение векторов: } \frac{E_x}{H_y} = \frac{k}{\omega\varepsilon} = \frac{\omega\mu}{k}; \quad \frac{k}{\omega\varepsilon} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = Z_C.$$

Z_C - волновое сопротивление среды с макроскопическими параметрами ε_a и μ_a .

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}; \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}}{8.85 \cdot 10^{12} \text{ Ф/м}}} \approx 377 \text{ Ом.} \quad (3.8)$$

Z_0 — волновое сопротивление вакуума.

С большой степенью точности эту величину можно считать волновым сопротивлением сухого воздуха.

На основе анализа решения волновых уравнений можно сделать следующие выводы:

1. В вакууме плоские волны распространяются со скоростью света, в остальных средах скорость меньше в $\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ раз.

2. Векторы электрического и магнитного полей не имеют продольных составляющих и перпендикулярны друг другу.

3. Отношение амплитуд электрического и магнитного полей равно волновому сопротивлению среды, в которой происходит распространение электромагнитных волн.

3.2 Поляризация электромагнитных волн

Если в любой момент времени в любой точке пространства можно определить положение векторов \vec{E} и \vec{H} в этом случае говорят, что излучение поляризованное. Рассмотренная выше плоская волна - линейно поляризованная. Плоскость, проходящая через вектор \vec{E} и направление распространения, называется плоскостью поляризации. Линейная поляризация не единственно возможная. Рассмотрим другие виды поляризации в режиме гармонических колебаний.

Будем считать, что существуют одновременно две волны одной частоты. Векторы напряженности электрического поля у них взаимно перпендикулярны. Волновые процессы имеют произвольный фазовый сдвиг

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{x}_0 E_{01} \cdot \cos(\omega t - kz); \\ \vec{E}_2 &= \vec{y}_0 E_{02} \cos(\omega t - kz - \varphi). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Общее поле определяется суперпозицией заданных полей. В плоскости $Z=0$.

$$\vec{E}_1 = \vec{x}_0 E_{01} \cdot \cos \omega t; \quad (3.10)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{y}_0 E_{02} \cos(\omega t - \varphi). \quad (3.11)$$

Освободимся от временной зависимости. Для этого из (3.9) и (3.10) получим

$$E_x / E_{01} = \cos \omega t;$$

$$E_y / E_{02} = \cos(\omega t - \varphi) \rightarrow \frac{E_y / E_{02} - (E_x / E_{01}) \cos \varphi}{\sin \varphi} = \sin \omega t. \quad (3.12)$$

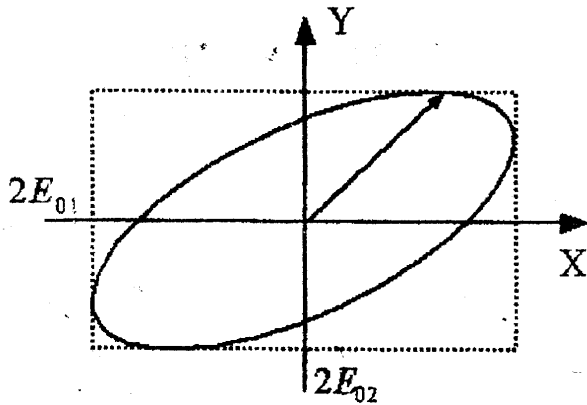


Рисунок 3.1

Линейная поляризация (рис. 3.2а).

$$2. \quad \varphi = \pi, \quad E_x = -\frac{E_{01}}{E_{02}} \cdot E_y.$$

Поляризация также линейная (рис. 3.2б).

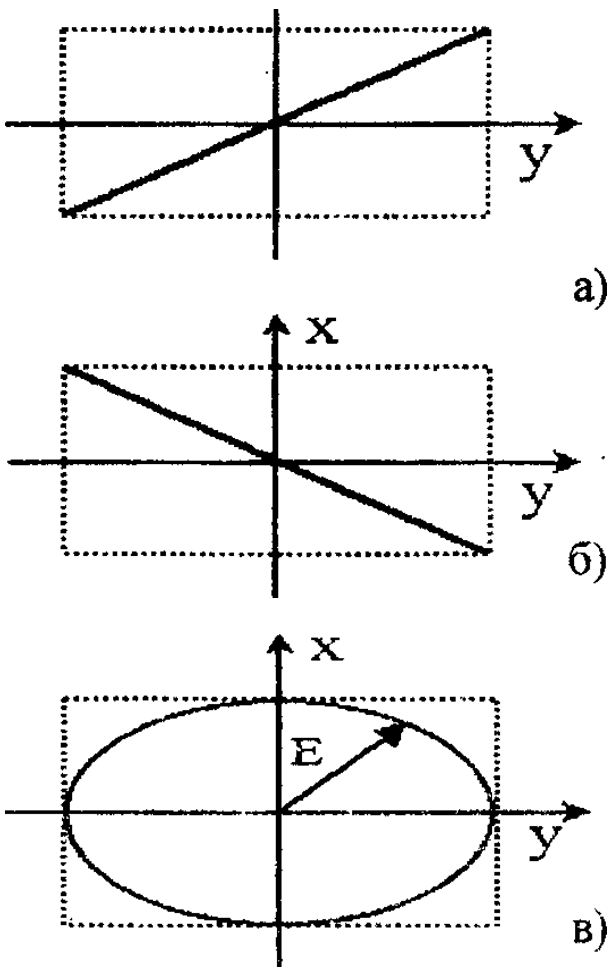


Рисунок 3.2

Возведем (3.12) в квадрат и сложим.

$$\left(\frac{E_x}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{02}}\right)^2 - 2\frac{E_x}{E_{01}} \cdot \frac{E_y}{E_{02}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi.$$

Получили каноническое уравнение эллипса (рис. 3.1). Траекторией конца вектора плоскости $Z = \text{const}$ является эллипс.

Рассмотрим некоторые частные случаи:

1.

$$\varphi = 0, \quad \frac{E_x}{E_{01}} = \frac{E_y}{E_{02}} \Rightarrow E_x = \frac{E_{01}}{E_{02}} \cdot E_y.$$

$$3. \quad \varphi = \frac{\pi}{2}, \quad E_{01} = E_{02}; \quad E_x^2 + E_y^2 = E_{01}^2;$$

$$\bar{E}_1 = E_{01} \cdot \cos \omega t;$$

$$\bar{E}_2 = E_{02} \cdot \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = -E_{01} \cdot \cos \omega t.$$

Левая эллиптическая поляризация (рис. 2.3в).

4. $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ - Правая эллиптическая поляризация,

Чтобы получить волну с круговой поляризацией, исходные волны должны быть ортогонально линейно поляризованы, иметь одинаковые амплитуды и фазовый сдвиг, равный $\pm \frac{\pi}{2}$. Волна с круговой поляризацией может быть записана в виде:

$$\bar{E} = E(\bar{x}_0 \cos \omega t \pm \bar{y}_0 \sin \omega t).$$

В комплексной форме можно записать

$$\dot{\bar{E}} = E_0(\bar{x}_0 \pm j\bar{y}_0) \cdot e^{j(\omega t - kz)}.$$

Легко показать, что две волны

с круговой поляризацией могут в сумме образовывать волну с линейной поляризацией.

Поляризационные свойства плоских электромагнитных волн имеют большое значение для практической радиотехники. Например, штыревая антенна, размещенная в поле волны с круговой поляризацией перпендикулярно оси распространения, будет создавать выходной сигнал неизменной амплитуды независимо от ориентации в поперечной плоскости. Это обстоятельство делает волны с круговой поляризацией предпочтительными для организации радиосвязи с подвижными объектами, которые могут занимать в пространстве самые различные положения.

3.3 Плоские электромагнитные волны в изотропных поглощающих средах

3.3.1 Затухание электромагнитных волн

Запишем уравнения Максвелла для электромагнитных волн, распространяющихся в поглощающей среде:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = j\omega \dot{\vec{E}}; \quad \operatorname{rot} \vec{E} = j\omega \dot{\vec{H}}. \quad (3.13)$$

В (3.13) диэлектрическая и магнитные проницаемости величины комплексные, следовательно, коэффициент распространения - γ также комплексная величина:

$$\gamma = \sqrt{\dot{\epsilon}\dot{\mu}} = \alpha + j\beta. \quad (3.14)$$

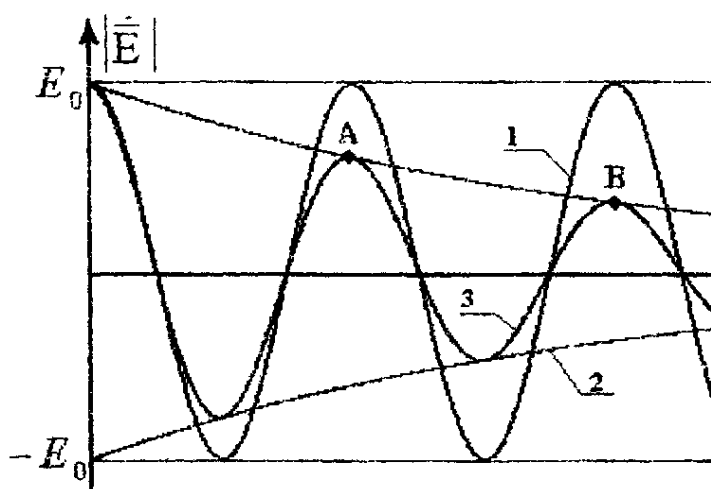
Так как имеет место квадратный корень γ , α и β могут быть различные знаки.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - kz)} = \vec{E}_0 e^{j\omega t} \cdot e^{-j\beta z} \cdot e^{-\alpha z} = \vec{E}_0 e^{j\omega t} \cdot e^{-\gamma z}, \quad (3.15)$$

где $\beta = 2\pi/\lambda$ - постоянная распространения (волновое число - k); (3.16)

α - постоянная затухания (коэффициент ослабления). (3.17)

Минус перед γ соответствует волне, распространяющейся от источника, плюс перед γ соответствует волне распространяющейся к источнику и не имеет физического смысла. Перейдем к реальным частям комплексов. Напряженность электрического поля запишется в следующем виде:



$$\vec{E} = \operatorname{Re} \vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z). \quad (3.18)$$

На рисунке 3.3 кривая 1 соответствует множителю $\cos(\omega t - \beta z)$ в (3.18), кривая 2 - множителю, характеризующему затухание. Кривая 3 - результирующая.

Рисунок 3.3

Затухание на расстоянии равном длине волны (λ) легко определить. Для этого нужно разделить модуль напряженности поля в точке A на его значение в точке B : $E_A / E_B = \exp(k''\lambda)$.

Если брать не мгновенное значение напряженности поля, а среднее, то вместо длины волны можно задавать любую длину l . Затухание L в неперах определяется по формуле:

$$L = [i \ddot{a}i] = \ln \frac{E_{\ddot{a}.A}}{E_{\ddot{a}.B}} = k''l.$$

Чаще затухание дается в децибелах:

$$L = [\ddot{a}\dot{a}] = 20 \lg \frac{E_{\ddot{a}.A}}{E_{\ddot{a}.B}} = 20k''l$$

$$L[\ddot{a}\dot{a}] = 8.69L[i \ddot{a}i.]$$

3.3.2 Коэффициент распространения в поглощающих средах

Выразим α и β через макроскопические параметры материальных сред - σ , ε_a , μ_a . Будем рассматривать немагнитные среды, $\mu_a = \mu_0$.

$$\beta = \omega \sqrt{\mu_0(\varepsilon'_a - j\varepsilon''_a)}, \quad \varepsilon'_a = \varepsilon_a, \quad \frac{\varepsilon'_a}{\varepsilon''_a} = \operatorname{tg} \delta, \quad (3.19)$$

$$\alpha = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_a (1 - \operatorname{tg} \delta)}.$$

Возведем (3.19) в квадрат, приравняем действительные части и модули комплексных чисел в результате получим:

$$\begin{aligned} \beta &= \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_a}{1} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} + 1)}; \\ \alpha &= \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_a}{1} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} - 1)}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

3.3.3 Волны в диэлектрике

Рассмотрим типичный диэлектрик, для которого $\operatorname{tg} \delta \ll 1$.

Это условие дает право воспользоваться разложением в ряд Тейлора:

$$\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} = 1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \delta}{2} + \dots$$

Получим из (3.20):

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_a}{2}} \quad (3.21)$$

Для идеального диэлектрика: $\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_a} \Rightarrow \beta = k = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{вд}}}$. Постоянная

затухания равна:

$$\alpha = \frac{\omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_a}}{2} \cdot \operatorname{tg} \delta = \frac{\omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_a}}{2} \cdot \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_a} = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_a}} = \frac{\sigma Z_0}{2 \sqrt{\varepsilon_a}}.$$

Из анализа α следует, что в диэлектрике затухание волны пропорционально проводимости, его величина невелика.

3.3.4 Волны в проводнике

В этом случае $\operatorname{tg} \delta \gg 1$ и поэтому из (3.12) следует:

$$\alpha = \beta = \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_a \operatorname{tg} \delta}{2}} = \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_a}{2} \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_a}} = \sqrt{\frac{\omega \mu_0 \sigma}{2}}. \quad (3.22)$$

Распространение электромагнитных волн в проводящей среде приводит к тому, что:

1) Затухание частотно зависимо, и так как проводимость велика, то велико и затухание.

2) Проводящая среда является дисперсионной, так как в ней фазовая скорость зависит от частоты:

$$V_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0 \sigma}}.$$

Анализ результатов п.3.3.3 и 3.3.4, показывает, что реальные проводники и диэлектрики резко различаются по характеру распространения электромагнитных волн.

Сравним параметры плоских волн, распространяющихся в вакууме и в меди ($\sigma = 5.65 \cdot 10^7 \text{ C} \dot{\text{I}} / \dot{\text{I}}$) на частоте 1 МГц.

В вакууме имеем: $V_\phi = 3 \cdot 10^8 \dot{\text{I}} / \dot{\text{I}}; \lambda = 300 \dot{\text{I}}; Z_c \approx 377 \hat{\text{I}} \dot{\text{I}}$.

В металле имеем: $V_\phi = 421 \dot{\text{I}} / \dot{\text{I}}; \lambda = 4.21 \cdot 10^{-4} \dot{\text{I}}; Z_c \approx 3.74 \cdot 10^{-4} \hat{\text{I}} \dot{\text{I}}$.

В качестве примера вычислим затухание волны, распространяющейся в меди при частоте 1 МГц. Коэффициент затухания (ослабления) $\alpha = \sqrt{\pi f \mu \sigma} = \sqrt{4\pi^2 \cdot 10^{-7} \cdot 5.65 \cdot 10^7 \cdot 10^6} \approx 14800 \hat{\text{I}} \dot{\text{I}} / \dot{\text{I}}$. Это означает, что при прохождении волной расстояния в 1 мм ее амплитуда уменьшается в e^{148} раз, т.е. примерно в 2.67 миллионов раз. Очевидно, что переменное электромагнитное поле радиотехнического диапазона практически не проникает в глубь проводника.

3.3.5 Поверхностный эффект

С учетом (3.18) пространственное распределение поля волны, распространяющейся в проводнике, оказывается резко аperiodическим. Рассмотрим проникновение электромагнитного поля вглубь проводника. Определим затухание с учетом (2.18):

$$E_A / E_B = \exp(\alpha \cdot l) = \exp\left(\sqrt{\frac{\omega \mu_0 \sigma}{2}} \cdot l\right).$$

Определим расстояние δ_0 , на котором поле затухает в e раз ($E_0 / E_1 = e$):

$$\delta_0 \alpha = 1 \Rightarrow \delta_0 = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}}. \quad (3.23)$$

Величина δ_0 называется глубиной проникновения или толщиной скин-слоя. Эффект проникновения поля на очень небольшую глубину в проводнике называется скин-эффектом или поверхностным эффектом. Чтобы оценить глубину проникновения поля, определим толщину скин-слоя меди на частоте $f = 1 \text{ МГц}$. Проводимость меди $\sigma = 6 \cdot 10^7 \text{ Сл/м}$.

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{2}{2\pi \cdot 10^9 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 6 \cdot 10^7}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{6 \cdot 10^9}} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

Видим, что глубина проникновения очень мала, и это важно с практической точки зрения.

4 ПЛОСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

4.1 Связь между уравнениями Максвелла для макро – и микрополей [1,4]

Все рассмотренные выше формы уравнений Максвелла являются уравнениями *макроскопической электродинамики*. Эти уравнения справедливы для однородных безграничных изотропных сред. Поэтому-то они и должны быть дополнены материальными уравнениями, получаемыми на основе определенных микроскопических представлений («моделей») об электронно-атомном строении вещества.

Основы современных атомистических представлений об электрических и магнитных свойствах вещества, позволяющие получить материальные уравнения электродинамики, были заложены в конце XIX века Лоренцем в

его классической электронной теории. Эта теория исходит из следующих положений:

1. Электричество имеет атомистическую структуру - состоит из дискретных неделимых элементарных зарядов, равных заряду электрона. Величина любого заряда (как отрицательного, так и положительного) является целой и кратной этому минимальному заряду.

Эти микрочастицы и связанные с их движением микротоки, будучи распределенными определенным образом в пустом пространстве (вакууме), как раз и составляют электромагнитную структуру вещества, и какие-либо другие источники электромагнитного поля отсутствуют. Дискретность их распределения выражается в том, что микроплотность заряда (ρ_μ) и микроплотность тока (\vec{j}_μ) представляются с помощью δ -функций Дирака:

$$\rho_\mu(\vec{r}) = \sum_n e_n \delta(\vec{r} - \vec{r}_n), \quad (4.1)$$

$$\vec{j}_\mu(\vec{r}) = \sum_n e_n \vec{v}_n \delta(\vec{r} - \vec{r}_n), \quad (4.2)$$

где e_n и \vec{v}_n — соответственно заряд и скорость n -й частицы. Суммирование проводится по всем частицам: для электронов $e_n = e$, а для атомных ядер - заряду электрона (со знаком плюс), умноженному на атомный номер. Легко видеть, что интеграл по некоторому объему

$$\int \rho_\mu dV = \sum_n e_n \int \delta(\vec{r} - \vec{r}_n) dV = \sum_n e_n \quad (4.3)$$

равен суммарному заряду внутри этого объема и, следовательно, ρ_μ действительно представляет собой плотность заряда. Аналогично - для плотности тока.

2) Точными («исходными») законами природы, определяющими микроскопические поля \vec{E}_μ и \vec{H}_μ через вызывающие их микрочастицы и микротоки ρ_μ и \vec{j}_μ , являются уравнения Максвелла в пустом пространстве, характеризующемся определенными постоянными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_0 и μ_0 . Микрополя и их источники связаны уравнениями

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E}_\mu &= -\frac{\partial \vec{B}_\mu}{\partial t}, & \text{rot } \vec{H}_\mu &= \frac{\partial \vec{D}_\mu}{\partial t} + \vec{j}_\mu, \\ \text{div } \vec{D}_\mu &= \rho_\mu, & \text{div } \vec{B}_\mu &= 0. \end{aligned} \quad (4.4)$$

(Иногда эти уравнения называют уравнениями Максвелла-Лоренца.)

Макроскопические уравнения Максвелла являются лишь следствием этих «изначальных» микроскопических уравнений и получаются из последних на основе определенных более конкретных микроскопических моделей вещества в определенных приближениях.

3) Уравнения Максвелла—Лоренца (4.1) —(4.4) должны быть дополнены выражением для микроскопической силы Лоренца, действующей на каждый заряд e_n со стороны микрополей:

$$\bar{f}_n = e_n(\bar{E}_\mu + \bar{v}_n \times \bar{B}_\mu), \quad (4.5)$$

и соответствующими уравнениями движения для микрочастиц:

$$m_n \frac{d\bar{v}_n}{dt} = \bar{f}_n. \quad (4.6)$$

Тогда уравнения (4.1) - (4.4) совместно с (4.6) и с учетом (4.5) образуют замкнутую систему, и, решив ее, в принципе можно было бы найти поля \bar{E}_μ и \bar{H}_μ и скорости всех частиц \bar{v}_n .

Однако знание движения каждой частицы в макросистеме (с числом частиц порядка 10^{23} в 1 см^3) — дело нереальное. Обычно мы имеем дело с усредненными величинами, рассматривая движения (поведение) систем с большим количеством частиц методами статистической физики. При этом и поля, создаваемые этими частицами, также рассматриваются в усредненном виде. В результате на смену уравнениям Максвелла - Лоренца приходят макроскопические (усредненные) уравнения Максвелла, а на смену уравнениям движения (4.6) - дополняющие их материальные уравнения.

4) В электронной теории Лоренца переход от уравнений Максвелла-Лоренца к макроскопическим уравнениям Максвелла осуществляется путем усреднения первых по, так называемым, физически бесконечно малому объему ΔV и физически бесконечно малому интервалу времени Δt .

Произведем усреднение уравнений (4.1) - (4.4) отождествляя средние микроскопические поля с макроскопическими:

$$\langle \bar{E}_\mu \rangle = \bar{E}, \quad \langle \bar{H}_\mu \rangle = \bar{H}.$$

В результате имеем уравнения

$$\begin{aligned} \text{rot} \bar{E}_\mu &= -\frac{\partial \bar{B}_\mu}{\partial t}, & \text{rot} \bar{H}_\mu &= \frac{\partial \bar{D}_\mu}{\partial t} + \langle \bar{j}_\mu \rangle, \\ \text{div} \bar{D}_\mu &= \langle \bar{\rho}_\mu \rangle, & \text{div} \bar{B}_\mu &= 0, \end{aligned} \quad (4.7)$$

которые как раз и представляют собой наиболее общую форму макроскопических уравнений Максвелла, получающихся путем усреднения микроскопических уравнений Максвелла - Лоренца. Для решения уравнений (4.7) необходимо на основе тех или иных конкретных микроскопических моделей вещества необходимо вычислить явные зависимости $\langle \bar{J}_\mu \rangle$ и $\langle \bar{\rho}_\mu \rangle$ от макроскопических полей \bar{H} и \bar{E} , Эти зависимости будут играть роль материальных уравнений, дополняющих уравнения (4.7) до полной самосогласованной системы.

Последняя задача, выходит за рамки электродинамики и решается методами физики твердого тела, статистической физики и физической кинетики,

в которых находится функция распределения заряженных частиц по координатам и скоростям для конкретных веществ и явлений.

4.2 Характеристика анизотропных сред [2-6]

До сих пор мы рассматривали электромагнитные поля в изотропных средах. Для таких сред соотношения, связывающие векторы $\bar{B}, \bar{H}, \bar{D}$ и \bar{E} имели вид:

$$\bar{B} = \mu \bar{H}, \quad \bar{D} = \varepsilon \bar{E}. \quad (4.8)$$

Так как μ и ε являются скалярными величинами, то векторы $\bar{B}, \bar{H}, \bar{D}$ и \bar{E} в изотропных средах параллельны между собой.

Каждое из векторных равенств (4.10) можно заменить тремя скалярными уравнениями:

$$\begin{aligned} B_x &= \mu H_x, & D_x &= \varepsilon E_x, \\ B_y &= \mu H_y, & D_y &= \varepsilon E_y, \\ B_z &= \mu H_z, & D_z &= \varepsilon E_z. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Отсюда видно, что в изотропных средах функционально связаны между собой только одноименные проекции векторов поля. Свойства таких сред одинаковы в любых направлении.

Наряду с изотропными существуют среды, которые в разных направлениях обнаруживают различные свойства. Эти среды называются анизотропными.

Напомним некоторые сведения из первого раздела. В анизотропных средах каждая проекция векторов \bar{B} и \bar{D} в общем случае может зависеть от трех проекций вектора \bar{H} и \bar{E} соответственно. Поэтому для них равенства (4.9) должны быть заменены более сложными соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} B_x &= \mu_{xx} H_x + \mu_{xy} H_y + \mu_{xz} H_z, \\ B_y &= \mu_{yx} H_x + \mu_{yy} H_y + \mu_{yz} H_z, \\ B_z &= \mu_{zx} H_x + \mu_{zy} H_y + \mu_{zz} H_z, \\ D_x &= \varepsilon_{xx} E_x + \varepsilon_{xy} E_y + \varepsilon_{xz} E_z, \\ D_y &= \varepsilon_{yx} E_x + \varepsilon_{yy} E_y + \varepsilon_{yz} E_z, \\ D_z &= \varepsilon_{zx} E_x + \varepsilon_{zy} E_y + \varepsilon_{zz} E_z. \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

Совокупность величин, на которые согласно (4.11) необходимо умножать проекции векторов \bar{H} и \bar{E} для определения проекций векторов \bar{B} и \bar{D} , принято условно записывать в виде таблиц:

$$\overset{\leftrightarrow}{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix}, \quad \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Введенные по формулам (4.11) совокупности чисел носят наименование тензоров магнитной и диэлектрической проницаемости. Числа $\mu_{xx}, \mu_{xy}, \dots, \varepsilon_{xx}, \varepsilon_{xy}, \dots$ называются компонентами тензоров $\overset{\leftrightarrow}{\mu}$ и $\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}$. Компоненты могут быть как вещественными, так и комплексными величинами. В частных случаях некоторые из них обращаются в нуль.

В результате введения тензоров магнитной и диэлектрической проницаемости уравнения (4.8) для анизотропных сред приобретают вид:

$$\overline{B} = \overset{\leftrightarrow}{\mu} \overline{H}, \quad \overline{D} = \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon} \overline{E}. \quad (4.12)$$

В общем случае для определения поля в анизотропной среде необходимо решать уравнения Максвелла в предположении, что магнитная и диэлектрическая проницаемости являются тензорами типа (4.11). Эта задача отличается значительной сложностью. К счастью, в природе не известны вещества, у которых магнитная и диэлектрическая проницаемости одновременно имеют тензорный характер. Поэтому в дальнейшем среды, обладающие или магнитной, или диэлектрической анизотропией, целесообразно рассматривать раздельно. Первые из них характеризуются уравнениями

$$\overline{B} = \overset{\leftrightarrow}{\mu} \overline{H}, \quad \overline{D} = \varepsilon \overline{E}. \quad (4.13)$$

У вторых сред тензором является только диэлектрическая проницаемость. Для них имеем:

$$\overline{B} = \mu \overline{H}, \quad \overline{D} = \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon} \overline{E}. \quad (4.14)$$

Следует отметить, что проводимость также может быть тензорной величиной. Для среды с тензорной проводимостью закон Ома в дифференциальной форме принимает вид: $\overline{j} = \overset{\leftrightarrow}{\sigma} \overline{E}$. Определение тензора проводимости σ аналогично (4.11).

Введение тензорных величин позволяет обобщить основные соотношения на случай анизотропных сред. Необходимо только иметь в виду, что энергия электромагнитного поля в анизотропной среде определяется выражением

$$W = \frac{1}{2} \int_V (\overline{E} \overline{D} + \overline{H} \overline{B}) dV.$$

Типичными представителями анизотропных сред, наиболее часто встречающихся в практике, являются кристаллы, намагниченные постоянным полем феррит и ионизированный газ (плазма). Рассмотрению этих сред посвящены следующие параграфы этой главы.

4.3 Электромагнитные волны в кристаллах [4, 6, 9, 14, 15]

4.3.1 Классификация кристаллов по их электромагнитным свойствам

Когда речь идет о распространении электромагнитных волн в кристалле, чаще всего говорят о его оптических свойствах.

Оптические свойства кристалла зависят в первую очередь от симметрии его диэлектрического тензора. В кристалле кубической симметрии диагональные элементы тензора равны друг другу, остальные обращаются в нуль. Поэтому в отношении своих оптических свойств кубические кристаллы вообще не отличаются от изотропных тел.

Для кубических кристаллов тензор диэлектрической проницаемости

$$\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

Для одноосных кристаллов

$$\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}. \quad (4.16)$$

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в одноосных кристаллах.

4.3.2 Электромагнитные волны в одноосных кристаллах

Рассмотрим немагнитный кристалл. Уравнения Максвелла для комплексных амплитуд.

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \overset{\cdot}{\vec{H}}_m &= j\omega \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon} \overset{\cdot}{\vec{E}}_m, \\ \operatorname{rot} \overset{\cdot}{\vec{E}}_m &= j\omega\mu_0 \overset{\cdot}{\vec{H}}_m. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Заменим векторные уравнения скалярными, при этом будем полагать, что плоская электромагнитная волна распространяется вдоль Z, т.е. (4.15) положим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial y} = 0, \\ \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial H_{my}}{\partial z} &= -j\omega\varepsilon_1 E_{mx}; & \frac{\partial E_{my}}{\partial z} &= j\omega\mu_0 H_{mx}; \\ \frac{\partial H_{mx}}{\partial z} &= j\omega\varepsilon_2 E_{my}; & \frac{\partial E_{mx}}{\partial z} &= -j\omega\mu_0 H_{my}. \end{aligned} \right\} \quad (4.18) \end{aligned}$$

Пусть
$$\vec{E}_m = (\bar{x}_0 E_{0x} - \bar{y}_0 E_{0y}) \cdot e^{-jkz}; \quad \vec{H}_m = (\bar{x}_0 H_{0x} + \bar{y}_0 H_{0y}) \cdot e^{-jkz};$$
 (4.19)

Подставим проекций из (4.19) в (4.18). Получим новую систему уравнений:

$$\begin{cases} kH_{0y} = \omega \varepsilon_1 E_{0x}; & kE_{0y} = -\omega \mu_0 H_{0x}; \\ kH_{0x} = -\omega \varepsilon_2 E_{0y}; & kE_{0x} = \omega \mu_0 H_{0y}. \end{cases} \quad (4.20)$$

Отсюда

$$E_{0y} = -\frac{\omega \mu_0}{k} H_{0x}; \quad E_{0x} = \frac{\omega \mu_0}{k} H_{0y}.$$

Этот результат подставляем в (4.20) и после сокращений получим

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon_1 \mu_0; \quad k^2 = \omega^2 \varepsilon_2 \mu_0. \quad (4.21)$$

Это дисперсионные соотношения, устанавливающие связь волнового числа с частотой и макроскопическими параметрами среды.

$$k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_0}, \quad k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_2 \mu_0}. \quad (4.22)$$

Из (4.20) находим два разных значения фазовой скорости

$$V_{\phi 1} = \frac{\omega}{k_1}, \quad V_{\phi 2} = \frac{\omega}{k_2}. \quad (4.23)$$

Если вдоль оси Z одноосного кристалла распространяется плоская электромагнитная волна произвольной линейной поляризации, то она разлагается на две волны, имеющие ортогональные линейные поляризации и различные $V_{\phi 1}, V_{\phi 2}$.

Это приводит:

1) К эффекту двойного лучепреломления, так как разные скорости соответствуют разным углам преломления (4.1).

2) К изменению вида поляризации. Действительно, если векторы напряженности полей с линейной поляризацией имеют вид

$$\vec{E}_1 = \bar{x}_0 E_0 \cdot \cos(\omega t - k_1 z)$$

$$\vec{E}_2 = \bar{y}_0 E_0 \cos(\omega t - k_2 z),$$

то фазовый сдвиг между этими волнами ($\Delta\varphi = (k_1 - k_2) \cdot z$) определяет вид поляризации.

$$\Delta\varphi = (k_1 - k_2) \cdot z \Rightarrow \begin{cases} n \cdot \pi, & \text{если } \text{эй} \text{ и } \text{эу} \\ \frac{(2n-1)}{2} \cdot \pi, & \text{если } \text{эй} \text{ и } \text{эу} \end{cases}$$

с осями эллипса, совпадающими с осями координат.

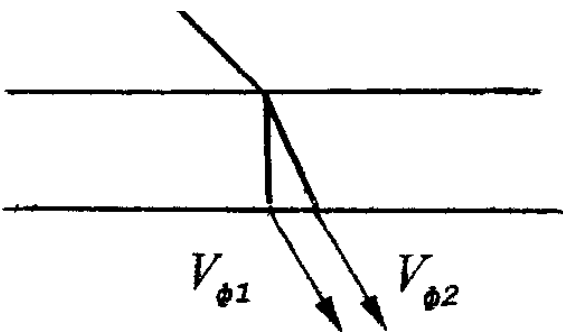


Рисунок 4.1

4.3.3 Электрооптические дефлекторы [8]

Дефлекторы – устройства отклонения луча – широко используются в современной электронной технике и, прежде всего, в голографических запоминающих устройствах (ГЗУ). Такие важные характеристики ГЗУ, как информационная емкость и быстродействие, в значительной степени определяются параметрами дефлектора. Дефлекторы бывают двух типов: акустооптические и электрооптические.

В акустооптическом дефлекторе акустооптическая частота должна изменяться дискретными ступенями, и выбор частот реализует специальный синтезатор частоты, управляемый обычно ЭВМ. В отличие от акустооптического дефлектора электрооптические дефлекторы (ЭОД) могут быть как дискретного, так и аналогового типа. Кроме того, она обладает более высоким быстродействием.

Примером электрооптического дефлектора аналогового типа является призмный дефлектор, в котором в качестве отклоняющего элемента применяется призма из электрооптического материала, помещенная в электрическое поле. При изменении величины электрического поля изменяется показатель преломления призмы и происходит отклонение преломленного светового луча.

Для практической реализации дефлектора этого типа требуются высокие управляющие напряжения $\sim 10^4$ В для получения отклонения луча на угол порядка 1 мрад. Небольшой диапазон отклонения углов преломленного света обусловлен сравнительно малым изменением показателя преломления $\Delta n \sim 10^{-3}$.

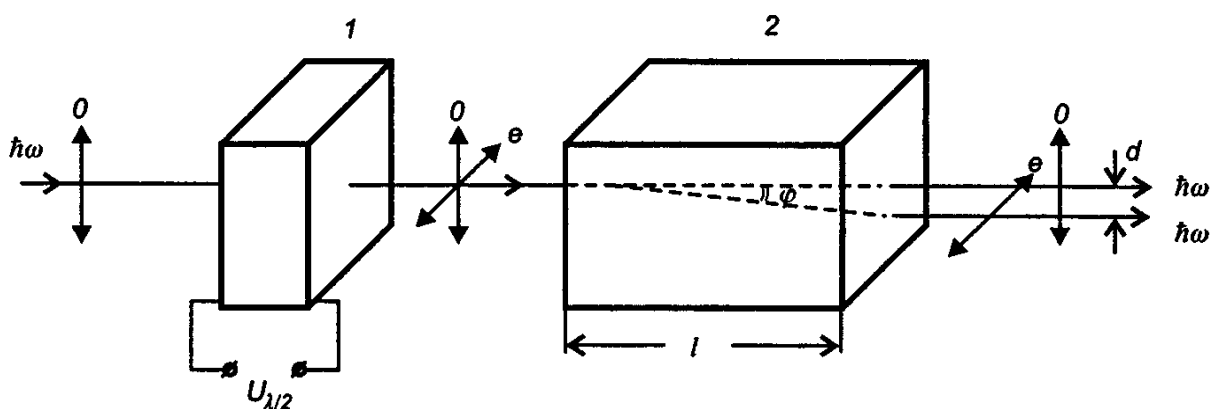


Рисунок 4.2. Ячейка цифрового электрооптического дефлектора:
o — обыкновенный луч, e — необыкновенный луч

В голографических запоминающих устройствах обычно используют электрооптические дефлекторы дискретного типа, называемые цифровыми дефлекторами. Ячейка цифрового ЭОД изображена на рис. 4.2. Она состоит из электрооптического переключателя поляризации 1 и двупреломляющей пластин-

ки 2. В качестве переключателя поляризации используют ячейку Поккельса или Керра, а двупреломляющим элементом является кристалл исландского шпата $CaCO_3$. На вход переключателя поляризации 1 падает линейно поляризованный луч. Переключатель позволяет изменять направление поляризации света в двух взаимортогональных направлениях при подаче полуволнового напряжения $U_{\lambda/2}$. Пластика переключателя ориентирована таким образом, что нормально падающий луч для нее является обыкновенным. На выходе луч может находиться в одном из двух состояний, соответствующих обыкновенному ($U=0$) или необыкновенному ($U_{\lambda/2}$) лучу. Из двупреломляющей пластинки 2 лучи выходят параллельно входному лучу, но один смещен относительно другого на расстояние $d = l \cdot \operatorname{tg} \varphi$, где $\operatorname{tg} \varphi = \frac{n_0^2 - n_e^2}{2n_0 n_e}$,

n_0, n_e — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного

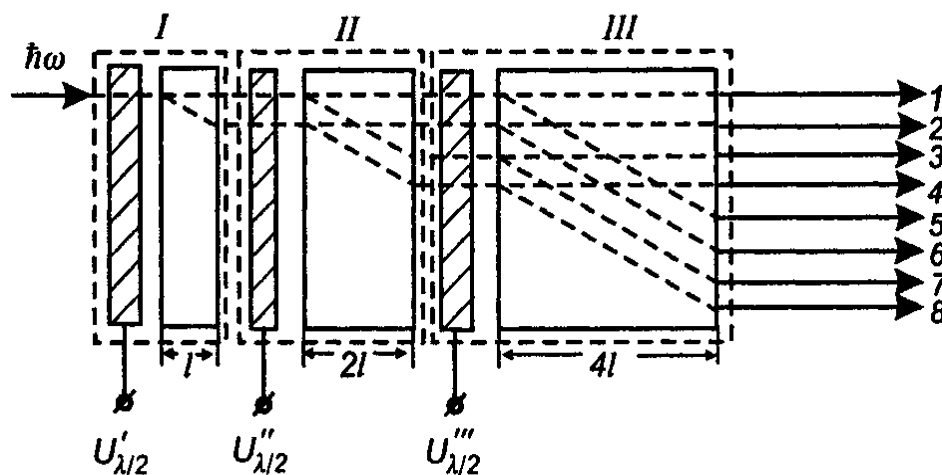


Рисунок 4.3. Схема электрооптического дефлектора из трех каскадов, соответственно.

Рассмотренная ячейка представляет собой один каскад цифрового ЭОД.

Если соединить последовательно N каскадов, каждый из которых дает вдвое большее линейное смещение

луча по сравнению с предыдущим каскадом, то такая система способна адресовать световой луч в одну из 2^N позиций на линии, как схематично изображено на рис. 4.3.

Двухкоординатный дефлектор состоит из двух последовательно расположенных блоков отклонения, каждый из которых отклоняет луч в направлении, перпендикулярном другому. При практической реализации ЭОД предъявляются высокие требования к точности конструкции и свойствам используемых материалов, поэтому чаще используются акустооптические дефлекторы, характеризующиеся большей простотой их изготовления.

4.4 Электромагнитные волны в гиротропных средах. Феррит в магнитном поле [2-6, 11, 12]

4.4.1 Общие свойства феррита

Ферритами называют особую группу веществ, которые одновременно обладают магнитными свойствами ферромагнетиков и электрическими свойствами диэлектриков ($\varepsilon = 5 \div 20$). В отличие от ферромагнитных металлов ферриты имеют весьма малую удельную проводимость ($\sigma = 10^{-4} \div 10^{-6} \text{ нэи} / \text{и}$), и электромагнитные волны распространяются в них с небольшим затуханием. Совокупность целого ряда ценных свойств обуславливает широкое применение ферритов в радиотехнике.

В ненамагниченном состоянии феррит, как и любой другой ферромагнетик, представляет собой конгломерат большого числа областей, магнитные моменты которых ориентированы в различных направлениях. Под воздействием переменного электромагнитного поля магнитные моменты этих областей отклоняются от первоначального положения в направлении вектора \vec{H} . В результате этого появляется суммарный магнитный момент единицы объема (т.е. вектор магнитной поляризации), совпадающий по направлению с вектором напряженности внешнего поля, поскольку магнитная восприимчивость и связанная с ней магнитная проницаемость являются скалярными величинами. Поэтому свойства ненамагниченного феррита для переменных полей любого направления оказываются одинаковыми, и распространение электромагнитных волн в нем происходит точно так же, как и в любой другой изотропной среде.

4.4.2 Физический механизм анизотропии ферритов. Уравнение движения намагниченности

Ферриты представляют собой твердые вещества, подобные керамике. Их получают искусственно, проводя высокотемпературное спекание оксида железа с соединением какого-либо двухвалентного металла, например Zn, Ba, Sr и т. д. Условная химическая формула феррита имеет вид $M_n (\text{Fe}_2\text{O}_3)_n$, где символом M обозначен ион двухвалентного металла.

При комнатной температуре электроны всех атомов, входящих в кристаллическую решетку феррита, прочно удерживаются обменными силами. Поэтому концентрация электронов в зоне проводимости весьма мала и ферриты в отличие от металлов проявляют четко выраженные свойства изолятора.

Классические представления, основан-

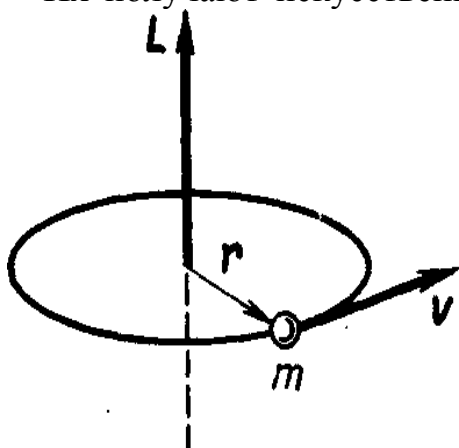


Рисунок 4.4. Вектор момента количества движения

ные на понятии молекулярных токов, недостаточны для объяснения электромагнитных явлений в ферритах. Приходится использовать квантово-механические понятия. Квантовая теория магнетизма веществ основана на том факте, что последний электрон в оболочке иона двухвалентного металла обладает магнитным и механическим моментами, или, как говорят в физике, такой электрон имеет спин.

Как известно, характеристикой тела, находящегося во вращательном движении, служит *момент импульса*.

Рассмотрим вращающуюся материальную точку массой m , имеющую скорость \bar{v} (рис. 4.4). Если через \bar{r} обозначить радиус-вектор точки относительно центра вращения, то, по определению, момент импульса данной точки относительно центра вращения

$$\bar{L} = [\bar{r}(m\bar{v})]. \quad (4.24)$$

Ясно, что вектор \bar{L} перпендикулярен плоскости орбиты точки.

Если на точку действует некоторая сила \bar{F} , то справедлив закон Ньютона

$$\bar{F} = \frac{d}{dt}(m\bar{v}). \quad (4.25)$$

Векторно умножив левую и правую части равенства (4.25) на радиус-вектор \bar{r} , получим

$$[\bar{r}\bar{F}] = \frac{d}{dt}[\bar{r}(m\bar{v})]. \quad (4.26)$$

Величину

$$\bar{K} = [\bar{r}\bar{F}] \quad (4.27)$$

называют моментом силы относительно выбранной оси вращения. Воспользовавшись этим понятием, можно переписать уравнение (4.26) таким образом:

$$\bar{K} = \frac{d}{dt}\bar{L} \quad (4.28)$$

Пусть имеется некоторое материальное тело конечных размеров. Если это тело может силовым образом взаимодействовать с постоянным магнитным полем, то говорят, что оно обладает некоторым магнитным моментом \bar{m} . Данный вектор имеет физическую размерность А/м² и перпендикулярен плоскости воображаемого элементарного витка с током. В квантовой механике установлена числовая связь между магнитным моментом электрона \bar{m} и его моментом импульса \bar{L} . Теоретически и экспериментально показано, что

$$\bar{m} = -\gamma\bar{L}, \quad (4.29)$$

где $\gamma = \frac{e}{m} = 1.76 \cdot 10^{-11} \hat{E}\ddot{e} / \hat{e}\ddot{a}$ - величина, равная отношению заряда электрона к его массе, и называется *гиромангнитным отношением* электрона.

Отрицательный знак в форме (4.29) указывает на то, что в пространстве векторы \bar{m} и \bar{L} антипараллельны.

Уравнение движения намагниченности. Предположим теперь, что образец феррита помещен в постоянное магнитное поле \bar{H}_0 , ориентированное произвольным образом и называемое подмагничивающим полем. В курсе физики доказывается, что любая система, обладающая магнитным моментом, стремится занять такое положение, чтобы векторы \bar{m} и \bar{H}_0 стали параллельными. При таком положении потенциальная энергия магнитной системы оказывается минимальной.

Можно показать, что момент силы, действующей на систему в магнитном поле,

$$\bar{K} = \mu_0 [\bar{m} \bar{H}_0]. \quad (4.30)$$

Подставив это выражение в формулу (4.28) и учитывая соотношение (4.29), приходим к дифференциальному уравнению, которое описывает динамику вектора магнитного момента электрона:

$$\frac{d\bar{m}}{dt} = -\mu_0 \gamma [\bar{m} \bar{H}_0]. \quad (4.31)$$

Предположим, что в единице объема феррита содержится N элементарных магнитных систем (валентных электронов). Тогда, введя вектор намагниченности $\bar{M} = \bar{m}N$ из (4.31) получаем **уравнение движения намагниченности**.

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma [\bar{M} \bar{H}_0]. \quad (4.32)$$

Частота ферромагнитного резонанса. Пусть для определенности постоянное подмагничивающее поле \bar{H}_0 ориентировано вдоль оси z декартовой системы координат, так что $\bar{H}_0 = H_0 \bar{i}_z$. Вектор намагниченности является суммой составляющих по трем пространственным осям:

$$\bar{M} = M_x \bar{i}_x + M_y \bar{i}_y + M_z \bar{i}_z. \quad (4.33)$$

Подставив это разложение в (4.32), получаем систему трех дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= -\mu_0 \gamma H_0 M_y, \\ \frac{dM_y}{dt} &= \mu_0 \gamma H_0 M_x, \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0, \end{aligned} \quad (4.34)$$

которая описывает свободное движение вектора намагниченности в феррите, происходящее без внешних возбуждающих сил.

Следует заметить, что в системе (4.34) третье уравнение, по сути дела, никак не связано с первыми двумя и просто означает, что $M_z = \text{const}$. В теории ферритов часто приближенно считают, что продольная (вдоль поля \overline{H}_0) проекция M_z равна так называемой *намагниченности насыщения* M_s (от английского, saturation — насыщение). Это означает, что все элементарные магнитные моменты ионов ориентированы вдоль направления подмагничивающего поля. Значения M_s оказываются различными у ферритов разных марок и приводятся в справочниках по радиотехническим материалам.

Обращаясь теперь к системе двух первых уравнений из (4.34), дополним ее некоторыми начальными условиями:

$$M_x|_{t=0} = M_{x0}; \quad M_y|_{t=0} = M_{y0},$$

где M_{x0} и M_{y0} — произвольные постоянные величины, характеризующие состояние вещества при $t=0$. Совокупность уравнений (4.34) и начальных условий образует так называемую задачу Коши для рассматриваемых линейных дифференциальных уравнений. Подобные задачи встречаются в теории цепей, где они описывают процессы собственных колебаний.

Продифференцировав первое уравнение из (4.34) по времени воспользовавшись вторым уравнением, можно исключить неизвестную M_y и получить уравнение второго порядка относительно проекции M_x :

$$\frac{d^2 M_x}{dt^2} + \omega_\delta^2 M_x = 0. \quad (4.35)$$

Входящий сюда параметр $\omega_\delta = \mu_0 \gamma H_0$ называют частотой ферромагнитного резонанса.

Уравнение (4.35) представляет собой хорошо известное уравнение гармонического осциллятора, которое в физике описывает свободные колебания в динамических системах второго порядка без потерь. Будем искать решение этого уравнения как сумму двух гармонических слагаемых с не известными пока амплитудными коэффициентами:

$$M_x(t) = A \cos \omega_\delta t + B \sin \omega_\delta t. \quad (4.36)$$

Прямая подстановка убеждает в том, что выражение (4.36) действительно служит решением уравнения (4.35).

В соответствии с первым уравнением из системы (4.34)

$$M_y = -\frac{1}{\omega_\delta} \frac{dM_x}{dt} = A \sin \omega_\delta t - B \cos \omega_\delta t. \quad (4.37)$$

Подставив значение $t=0$ в равенства (4.36) и (4.37), а также используя начальные условия (4.34), находим, что $A = M_{x0}$, $B = M_{y0}$ и поэтому

$$\begin{aligned} M_x &= M_{x0} \cos \omega_\delta t - M_{y0} \sin \omega_\delta t, \\ M_y &= M_{x0} \sin \omega_\delta t + M_{y0} \cos \omega_\delta t. \end{aligned} \quad (4.38)$$

Чтобы, уяснить физический смысл полученного результата, заметим, что

$$M_x^2 + M_y^2 = M_{x0}^2 + M_{y0}^2 = \text{const}, \quad (4.39)$$

т. е. при свободных колебаниях вектор \overline{M} перемещается в пространстве таким образом, что его конец описывает окружность постоянного радиуса (рис. 4.4). Из рисунка видно, что вектор \overline{M} всегда параллелен образующей конуса с высотой M_s вращение вектора происходит с резонансной частотой, а направление вращения зависит от начальных условий.

Движения такого вида часто встречаются в природе. Примерами могут служить круговое движение грузика, подвешенного на нерастяжимой нити, а также вращательное движение оси волчка, наблюдаемое в том случае, если внезапно возникает сила, действующая перпендикулярно оси вращения. В теории гироскопов такое движение волчка называют прецессией. По аналогии говорят, что рассмотренное явление в намагниченном феррите является свободной прецессией вектора намагниченности.

Частота ω_δ зависит от напряженности подмагничивающего поля \overline{H}_0 и может оказаться весьма высокой. Например, если индукция подмагничивающего поля $B_0 = 1.5 \text{ Oe}$ (такое поле можно создать с помощью мощного постоянного магнита) то $\omega_\delta = \mu_0 \gamma H_0 = \gamma B_0 = 2/64 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ или $f_\delta = 4.2 \cdot 10^{10} \text{ A}\ddot{o} = 42 \text{ A}\ddot{A}\ddot{o}$. Этой частоте соответствует длина волны $\lambda_0 = 7.14 \text{ мм}$, т.е. собственные колебания вектора намагниченности происходят в миллиметровом диапазоне.

Влияние затухания. Физически ясно, что амплитуда свободных колебаний вектора намагниченности с течением времени Должна уменьшаться из-за неизбежных потерь. Было предложено описывать потери в намагниченной среде, введя дополнительные члены в уравнения движения:

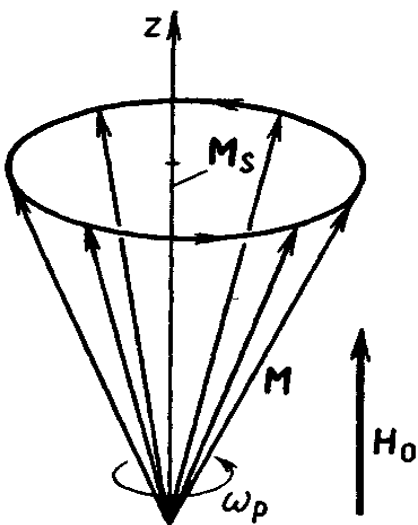


Рисунок 4.5. Свободное движение вектора \overline{M}

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= -\omega_\delta M_y - \frac{M_x}{T}, \\ \frac{dM_y}{dt} &= \omega_\delta M_x - \frac{M_y}{T}. \end{aligned} \quad (4.40)$$

Уравнения вида (4.40) называют *уравнениями Блока*. Входящий в них параметр T представляет собой время релаксации свободных колебаний вектора намагниченности. Значения T находят экспериментально, изучая, например, отклик среды на внешнее воздействие вида короткого импульса или снимая амплитудно-частотную характеристику системы.

Покажем, что уравнения Блоха действительно описывают свободные колебания вектора намагниченности при наличии потерь. Для этого будем искать решения системы (4.40) в виде экспоненциальных функций времени с не известными заранее коэффициентами:

$$M_x = Ae^{pt}; \quad M_y = Be^{pt}. \quad (4.41)$$

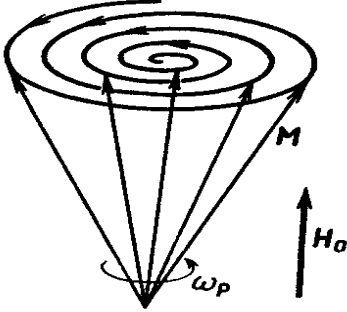


Рисунок 4.6.
влияние потерь на \overline{M}

Подставив (4.41) в (4.40), убеждаемся, что коэффициенты A и B должны удовлетворять системе однородных линейных уравнений

$$\left(p + \frac{1}{T}\right)A + \omega_\delta B = 0, \quad -\omega_\delta A + \left(p + \frac{1}{T}\right)B = 0.$$

Эта система будет совместной, если ее определитель равен нулю, т. е. параметр p является корнем квадратного уравнения

$$\left(p + \frac{1}{T}\right)^2 + \omega_\delta^2 = 0, \quad \text{откуда} \quad p_{1,2} = -\frac{1}{T} \pm j\omega_\delta.$$

(4.42)

Подставляя эти значения корней в (4.40), приходим к выводу, что общий вид зависимостей поперечных проекций вектора намагниченности от времени таков:

$$M_{x,y} \propto e^{t/T} \frac{\sin \omega_\delta t}{\cos \omega_\delta t}. \quad (4.43)$$

Эта формула очень напоминает ту, которая описывает свободный процесс в колебательном контуре без потерь. Легко сообразить, что конец вектора \overline{M} перемещается теперь не по окружности, как это было в случае среды без потерь, а по спирали (рис.4.6); при $t \rightarrow \infty$ этот вектор стремится стать параллельным подмагничивающему полю. Время релаксации T служит оценкой длительности процесса установления равновесия в данной системе. Как правило, на практике выполняется неравенство $\omega_\delta T \ll 1$, т. е. прецессирующий вектор намагниченности успевает совершить много оборотов вокруг оси, прежде чем процесс собственных колебаний закончится.

Недостаток уравнений Блоха состоит в том, что они введены чисто феноменологически, без обсуждения физического механизма возникновения потерь в феррите. Более последовательным оказывается подход, основанный на векторном уравнении движения намагниченности в форме Ландау - Лифшица

$$\frac{d\overline{M}}{dt} = -\mu_0\gamma \left[\overline{M} \overline{H}_0 \right] - \mu_0\alpha \frac{\left[\overline{M} \left[\overline{M} \overline{H}_0 \right] \right]}{M^2}. \quad (4.44)$$

Второе слагаемое правой части обычно называют диссипативным членом уравнения; параметр α определяют экспериментально.

4.4.3 Тензор магнитной проницаемости намагниченного феррита

Рассмотрим случай, когда в однородной бесконечно протяженной ферритовой среде помимо постоянного магнитного поля с вектором напряженности \overline{H}_0 существует высокочастотное магнитное поле \overline{H}_1 гармонически изменяющееся во времени с частотой ω . Полагая, что вектор \overline{H}_0 ориентирован вдоль оси z , запишем суммарное магнитное поле:

$$\overline{H} = H_0 \dot{i}_z + \overline{H}_1. \quad (4.45)$$

Если феррит находится в режиме насыщения, то соответствующий вектор намагниченности будет иметь вид

$$\overline{M} = M_s \dot{i}_z + \overline{M}_1, \quad (4.46)$$

где \overline{M}_1 — переменная составляющая вектора намагниченности, вызванная наличием высокочастотного магнитного поля.

В дальнейшем будем рассматривать часто встречающийся на практике случай малого высокочастотного сигнала, когда выполняются следующие неравенства:

$$H_1/H_0 \ll 1; \quad M_1/M_s \ll 1.$$

Ставится задача на основе уравнения движения вектора намагниченности (4.32) найти связь между векторами \overline{H}_1 и \overline{M}_1 . Чтобы упростить решение, воспользуемся приближением малого сигнала, пренебрегая в правой части уравнения движения произведением малых величин вида $M_1 H_1$, которое имеет второй порядок малости. Подставив соотношения (4.45) и (4.46) в правую часть исходного уравнения (4.32) и используя комплексную форму представления гармонических полей, будем иметь

$$j\omega \overline{M}_1 = -\mu_0 \gamma \left[\overline{M}_1 \overline{H}_0 \right] - \mu_0 \gamma \left[\overline{M}_s \overline{H}_1 \right]. \quad (4.47)$$

Если записать векторные произведения в координатном виде и произвести упомянутое выше упрощение, то векторное уравнение (4.47) окажется эквивалентным системе двух скалярных уравнений

$$\begin{aligned} j\omega \overline{M}_{1x} &= -\omega_\delta \overline{M}_{1y} + \omega_s \overline{H}_{1y}, \\ j\omega \overline{M}_{1y} &= -\omega_\delta \overline{M}_{1x} + \omega_s \overline{H}_{1x}. \end{aligned} \quad (4.48)$$

Здесь введены следующие обозначения: $\omega_\delta = \mu_0 \gamma \overline{H}_0$ — уже встречавшаяся ранее частота ферромагнитного резонанса (частота свободной прецессии вектора намагниченности феррита); $\omega_s = \mu_0 \gamma \overline{M}_s$ — вспомогательный расчетный параметр, имеющий размерность частоты. Отметим, что система (4.48) содержит только два уравнения, так как из (4.47) следует, что в первом

приближении высокочастотная часть продольной проекции вектора намагниченности $\dot{\vec{M}}_{1z}$ обращается в нуль.

Предположим, что проекции переменного магнитного вектора $\dot{\vec{H}}_{1x}$ и $\dot{\vec{H}}_{1y}$ тем или иным образом заданы. Тогда равенства (3.48) становятся системой линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных комплексных амплитуд $\dot{\vec{M}}_{1x}$ и $\dot{\vec{M}}_{1y}$. Решение этой системы имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\dot{\vec{M}}_{1x} &= -\frac{\omega_\delta \omega_S}{\omega^2 - \omega_\delta^2} \dot{\vec{H}}_{1x} - \frac{j\omega \omega_S}{\omega^2 - \omega_\delta^2} \dot{\vec{H}}_{1y}, \\ \dot{\vec{M}}_{1y} &= \frac{j\omega \omega_S}{\omega^2 - \omega_\delta^2} \dot{\vec{H}}_{1x} - \frac{\omega_\delta \omega_S}{\omega^2 - \omega_\delta^2} \dot{\vec{H}}_{1y}.\end{aligned}\quad (4.49)$$

Безразмерные коэффициенты в правых частях равенств (4.49) по своему физическому смыслу соответствуют введенной ранее магнитной восприимчивости. Используя обозначения

$$k_M = \frac{\omega_\delta \omega_S}{\omega^2 - \omega_\delta^2}; \quad k' = \frac{\omega \omega_S}{\omega^2 - \omega_\delta^2}, \quad (4.50)$$

запишем полную систему уравнений, связывающих между собой проекции высокочастотного магнитного поля $\dot{\vec{H}}_1$ и высокочастотной намагниченности $\dot{\vec{M}}_1$, возбуждаемой этим полем:

$$\begin{aligned}\dot{\vec{M}}_{1x} &= -k_M \dot{\vec{H}}_{1x} - jk'_M \dot{\vec{H}}_{1y} + 0 \cdot \dot{\vec{H}}_{1z}, \\ \dot{\vec{M}}_{1y} &= jk'_M \dot{\vec{H}}_{1x} - k_M \dot{\vec{H}}_{1y} + 0 \cdot \dot{\vec{H}}_{1z}; \quad \dot{\vec{H}}_{1z} = 0 \cdot \dot{\vec{H}}_{1x} + 0 \cdot \dot{\vec{H}}_{1y} + 0 \cdot \dot{\vec{H}}_{1z}.\end{aligned}\quad (4.51)$$

Система уравнений (4.51) дает возможность образовать таблицу из девяти чисел (отличными от нуля оказываются лишь четыре)

$$\overset{\leftrightarrow}{k}_M = \begin{pmatrix} -k_M & -jk'_M & 0 \\ jk'_M & -k_M & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.52)$$

которую называют тензором магнитной восприимчивости намагниченного феррита. С математической точки зрения таблица (4.52) представляет собой матрицу: закон образования декартовых проекций вектора $\dot{\vec{M}}_1$ соответствует обычным правилам умножения матрицы $\overset{\leftrightarrow}{k}_M$ на вектор-столбец $\dot{\vec{H}}_1$.

Воспользовавшись введенным ранее определением, можно выразить вектор высокочастотной магнитной индукции $\dot{\vec{B}}_1$ через напряженность магнитного поля $\dot{\vec{H}}_1$ и намагниченность $\dot{\vec{M}}_1$:

$$\dot{\vec{B}}_1 = \mu_0 (\dot{\vec{H}}_1 + \dot{\vec{M}}_1). \quad (4.53)$$

Учитывая, что комплексные амплитуды связаны между собой тензором магнитной восприимчивости $\overset{\leftrightarrow}{k}_M$, соотношение (4.53) можно также представить в тензорном виде:

$$\dot{\vec{B}}_1 = \mu_0 \overset{\leftrightarrow}{\mu} \dot{\vec{H}}_1. \quad (4.54)$$

где $\overset{\leftrightarrow}{\mu}$ — тензор относительной магнитной проницаемости намагниченного феррита, представляемый следующей матрицей:

$$\overset{\leftrightarrow}{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & j\mu' & 0 \\ j\mu' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.55)$$

Связь между компонентами обоих тензоров такова:

$$\mu = 1 - k_M; \quad \mu' = k'_M. \quad (4.56)$$

Материальные среды с тензором магнитной проницаемости вида (4.55) называют гиротропными средами. Данный термин подчеркивает связь механизма возникновения анизотропии магнитных свойств с прецессией вектора намагниченности. В литературе тензор вида (4.55) часто называют *тензором Полдера*.

Перечислим его основные свойства.

1. При отсутствии потерь в веществе диагональные компоненты тензора Полдера действительные, а внедиагональные — чисто мнимые, причем всегда $\mu_{ij} = \mu_{ji}^*$.

2. Отличные от нуля компоненты зависят от напряженности подмагничивающего поля и от частоты колебаний. Последнее означает, что намагниченный феррит является материальной средой с частотной дисперсией фазовой скорости.

3. На частоте ферромагнитного резонанса компоненты тензора Полдера испытывают разрыв. Это связано с тем, что примененная нами модель не учитывает эффекта затухания прецессии из-за потерь. Поэтому, строго говоря, полученные результаты справедливы лишь на частотах, не слишком близких к частоте ферромагнитного резонанса.

4.4.4 Уравнения Максвелла в гиротропной среде

Проследим, как изменяется форма записи уравнений Максвелла, описывающих электромагнитные процессы в материальной среде с гиротропны-

ми свойствами. Как уже отмечалось, будем полагать, что относительная диэлектрическая проницаемость вещества ε - обычная скалярная величина, в то время как относительная магнитная проницаемость $\overset{\leftrightarrow}{\mu}$ — тензор, задаваемый формулой (4.55). Запишем систему из двух первых уравнений Максвелла относительно комплексных амплитуд напряженностей полей:

$$\text{rot } \overset{\cdot}{\vec{H}} = j\omega\varepsilon_a \overset{\cdot}{\vec{E}}, \quad (4.57)$$

$$\text{rot } \overset{\cdot}{\vec{E}} = -j\omega\overset{\leftrightarrow}{\mu}_0 \overset{\cdot}{\vec{H}}. \quad (4.58)$$

Здесь для простоты считается, что сторонние электрические и магнитные токи отсутствуют, т. е. данные уравнения описывают свободные колебания поля в магнитно-анизотропной среде.

Переходя к координатной форме записи, отсюда имеет следующие системы дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overset{\cdot}{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \overset{\cdot}{H}_y}{\partial z} &= j\omega\varepsilon_a \overset{\cdot}{E}_x, \\ \frac{\partial \overset{\cdot}{H}_z}{\partial x} - \frac{\partial \overset{\cdot}{H}_x}{\partial z} &= -j\omega\varepsilon_a \overset{\cdot}{E}_y, \end{aligned} \quad (4.59)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overset{\cdot}{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \overset{\cdot}{H}_x}{\partial y} &= j\omega\varepsilon_a \overset{\cdot}{E}_z, \\ \frac{\partial \overset{\cdot}{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \overset{\cdot}{E}_y}{\partial z} &= -j\omega\mu_0\overset{\cdot}{H}_x - \omega\mu_0\overset{\cdot}{H}_y, \\ \frac{\partial \overset{\cdot}{E}_z}{\partial x} - \frac{\partial \overset{\cdot}{E}_x}{\partial z} &= -\omega\mu_0\overset{\cdot}{H}_x, \end{aligned} \quad (4.60)$$

$$\frac{\partial \overset{\cdot}{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \overset{\cdot}{E}_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 \overset{\cdot}{H}_z.$$

Таким образом, конфигурация электромагнитного поля в гиротропной среде может оказаться весьма сложной. Поэтому сделаем в дальнейшем ряд упрощающих предположений относительно геометрических особенностей решаемых задач. Это прежде всего касается выбора направления распространения волн по отношению к ориентации вектора постоянного подмагничивающего поля. Будет показано, что в гиротропной среде наблюдаются специфические волновые эффекты, не свойственные простым изотропным средам и делающие гиротропные материалы весьма ценными с точки зрения возможности создания устройств СВЧ-диапазона.

4.4.5 Поперечное распространение электромагнитных волн в намагниченном феррите

Рассмотрим идеализированную задачу о распространении однородной плоской электромагнитной волны в неограниченной гиротропной среде при условии, что волна распространяется в направлении, перпендикулярном вектору постоянного подмагничивающего поля \vec{H}_0 . Для краткости будем говорить, что при этом происходит *поперечное распространение волны*.

Пусть по-прежнему вектор \vec{H}_0 ориентирован вдоль положительного направления оси z . Предположим, что плоская электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , так что все проекции векторов поля имеют комплексные амплитуды, пропорциональные множителю $\exp(-j\beta x)$, где β - некоторый коэффициент фазы (продольное волновое число). Будем считать также, что электромагнитное поле однородно в любой плоскости, параллельной плоскости YOZ, и поэтому $\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$.

Предположим вначале, что магнитный вектор плоской волны имеет единственную отличную от нуля проекцию \vec{H}_z , в то время как $\vec{H}_x = \vec{H}_y = 0$. Тогда из первого уравнения системы (3.59) следует, что $\vec{E}_x = 0$, а из третьего уравнения той же системы вытекает, что $\vec{E}_z = 0$. Таким образом, волновой процесс характеризуется лишь двумя комплексными амплитудами \vec{H}_z и \vec{E}_y , которые удовлетворяют системе двух уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{H}_z}{dx} &= -j\omega\varepsilon_a \vec{E}_y, \\ \frac{d\vec{E}_y}{dx} &= -j\omega\mu_0 \vec{H}_z. \end{aligned} \quad (4.61)$$

Заметим, что здесь использованы символы не частных, а обыкновенных производных, так как векторы поля зависят лишь от координаты x .

Если теперь из уравнений (4.61) исключить одно неизвестное, скажем \vec{E}_y продифференцировав первое уравнение по x , то приходим к уравнению Гельмгольца

$$\frac{d^2\vec{H}_z}{dx^2} + \omega^2\varepsilon_a\mu_0 \vec{H}_z = 0. \quad (4.62)$$

Одно из линейно независимых решений такого уравнения описывает однородную плоскую волну, которая распространяется в сторону увеличения координаты x :

$$\vec{H}_z = \vec{H}_m e^{-j\beta x}, \quad (4.63)$$

где $\dot{\bar{H}}_m$ - произвольный амплитудный коэффициент, $\beta = \omega\sqrt{\varepsilon_a\mu_0}$ - коэффициент фазы. Такую волну, ничем не отличающуюся от плоской электромагнитной волны в однородной изотропной среде с электродинамическими параметрами ε_a и μ_0 , называют *обыкновенной волной*.

Рассмотрим теперь другую электромагнитную волну, также распространяющуюся в поперечном направлении вдоль координаты x , но с иной поляризацией, а именно будем считать, что электрический вектор такой волны имеет единственную отличную от нуля проекцию E_z . В этом случае из третьего уравнения системы (3.60) следует, что $\dot{\bar{H}}_z$. Кроме того, в соответствии с первым уравнением данной системы проекции $\dot{\bar{H}}_x$ и $\dot{\bar{H}}_y$ связаны линейным соотношением

$$j\omega\dot{\bar{H}}_x + \mu'\dot{\bar{H}}_y = 0 \Rightarrow \dot{\bar{H}}_x = j\frac{\mu'}{\mu}\dot{\bar{H}}_y. \quad (4.64)$$

Обратившись ко второму уравнению из (4.60), с учетом равенства (4.64) имеем

$$\frac{d\dot{\bar{H}}_z}{dx} = j\omega\mu_0\left(\mu - \frac{\mu'^2}{\mu}\right)\dot{\bar{H}}. \quad (4.65)$$

В то же время третье уравнение из системы (4.59) при сделанных предположениях можно записать так:

$$\frac{d\dot{\bar{H}}_y}{dx} = j\omega\varepsilon_a\dot{\bar{E}}_z. \quad (4.66)$$

Объединяя формулы (3.64) и (3.65), приходим к уравнению Гельмгольца

$$\frac{d^2\dot{\bar{H}}_y}{dx^2} + \beta^2\dot{\bar{H}}_y = 0,$$

решение которого описывает однородную плоскую волну, распространяющуюся в положительном направлении оси x . Коэффициент фазы данной волны

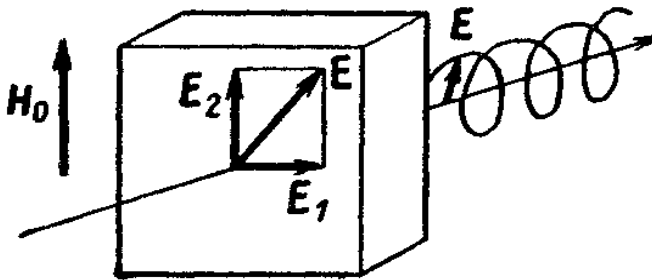


Рисунок 4.7. Эффект Коттон – Мутона

$$\beta = \omega\sqrt{\varepsilon_a\mu_0}\sqrt{\mu - \frac{\mu'^2}{\mu}} \quad (4.67)$$

определяется числовыми значениями компонентов тензора Полдера. Такая волна помимо поперечной составляющей магнитного вектора с

проекцией \vec{H}_y имеет продольную составляющую с проекцией \vec{H}_x и поэтому в соответствии с нашей классификацией является волной *H*-типа. Ее принято называть **необыкновенной волной**.

Фазовые скорости обыкновенной и необыкновенной волн в общем случае различны, что приводит к интересной особенности волнового процесса в гиротропной среде. Предположим, что на слой намагниченного феррита толщиной l из вакуума падает плоская электромагнитная волна в направлении, перпендикулярном направлению подмагничивающего поля (рис. 4.7). Если плоскость поляризации волны ориентирована произвольным образом, то в общем случае вектор \vec{E} падающей волны имеет составляющую \vec{E}_1 , перпендикулярную подмагничивающему полю, и составляющую \vec{E}_2 , которая направлена вдоль вектора \vec{H}_0 . На основании вышеизложенного ясно, что составляющая \vec{E}_1 возбуждает в феррите обыкновенную, а составляющая \vec{E}_2 - необыкновенную волну. Фазовые скорости этих двух пространственно-ортогональных волн различны. Поэтому в полупространстве за пластиной обыкновенная и необыкновенная волны оказываются сдвинутыми по фазе. Складываясь, эти две волны образуют однородную плоскую волну с вращающейся эллиптической поляризацией. В частном случае, когда фазовый сдвиг составляет 90° , а амплитуды обеих волн равны, поляризация прошедшей волны будет круговой.

Описанное здесь явление преобразования поляризационных характеристик плоской волны в слое гиротропной среды при поперечном распространении получило название *эффекта Коттон – Мутона*.

4.4.6 Продольное распространение электромагнитных волн в намагниченном феррите

Рассмотрим теперь другой случай, когда плоская электромагнитная волна распространяется в неограниченной гиротропной среде вдоль направления постоянного подмагничивающего поля. При этом все проекции векторов поля будут зависеть от продольной координаты z по закону $\exp(\pm j\beta z)$; выбор знака аргумента комплексной экспоненты диктуется выбором одного из двух возможных направлений движения волновых факторов. Будем по-прежнему считать, что волны однородны в поперечной плоскости и поэтому $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$. Отсюда в соответствии с последними уравнениями из систем

(4.59) и (4.60) находим, что $\vec{E}_z = \vec{H}_z = 0$, т. е. рассматриваемые решения уравнений Максвелла обязательно являются чисто поперечными Т-волнами.

Воспользуемся общей системой уравнений Максвелла (4.59) и (4.60) для гиротропной среды и перепишем ее с учетом отмеченных здесь особенностей:

$$\begin{aligned}\frac{d\dot{\bar{H}}_y}{dz} &= -j\omega\varepsilon_a\dot{\bar{E}}_x, & \frac{d\dot{\bar{H}}_x}{dz} &= j\omega\varepsilon_a\dot{\bar{E}}_y, \\ \frac{d\dot{\bar{E}}_y}{dz} &= j\omega\mu_0\mu\dot{\bar{H}}_x + \omega\mu_0\mu'\dot{\bar{H}}_y, & \frac{d\dot{\bar{E}}_x}{dz} &= \omega\mu_0\mu'\dot{\bar{H}}_x - j\omega\mu_0\mu\dot{\bar{H}}_y.\end{aligned}\quad (4.68)$$

Данная система содержит не два, а четыре независимых уравнения и непосредственно свести ее к уравнению Гельмгольца не удастся. Поэтому попытаемся сократить число искомых переменных, продифференцировав почленно первое уравнение и объединив его с четвертым, а затем продифференцировав второе уравнение и выразив производную $d\dot{\bar{E}}_y/dz$ через правую часть равенства в третьем уравнении. В результате приходим к эквивалентной системе двух дифференциальных уравнений второго порядка которые, введя обозначение $\beta_\delta^2 = \omega^2\varepsilon_\delta\mu_0$, можно записать в виде

$$\begin{aligned}\frac{d^2\dot{\bar{H}}_y}{dz^2} &= -j\beta_\delta^2\mu'\dot{\bar{H}}_x - \beta_\delta^2\mu\dot{\bar{H}}_y, \\ \frac{d^2\dot{\bar{H}}_x}{dz^2} &= -\beta_\delta^2\mu\dot{\bar{H}}_x + j\beta_\delta^2\mu'\dot{\bar{H}}_y.\end{aligned}\quad (4.69)$$

Будем искать решения этих уравнений в виде произведений некоторых постоянных комплексных чисел и функций вида $\exp(\pm j\beta z)$, где β - пока не известный коэффициент фазы:

$$\begin{aligned}\dot{\bar{H}}_x &= \dot{\bar{H}}_{x0} \exp(\mp j\beta z), \\ \dot{\bar{H}}_y &= \dot{\bar{H}}_{y0} \exp(\mp j\beta z).\end{aligned}\quad (4.70)$$

Верхние знаки соответствуют плоской волне, распространяющейся вдоль положительного направления вектора $\dot{\bar{H}}_0$, а нижние - волне противоположного направления. Воспользовавшись правилом дифференцирования экспоненциальных функций, из (4.69) получаем систему двух однородных алгебраических уравнений относительно амплитудных коэффициентов составляющих магнитного вектора по двум взаимно ортогональным поперечным осям:

$$\begin{aligned}j\beta_\delta^2\mu'\dot{\bar{H}}_{x0} + (\beta_\delta^2\mu - \beta^2)\dot{\bar{H}}_{y0} &= 0, \\ (\beta_\delta^2\mu - \beta^2)\dot{\bar{H}}_{x0} - j\beta_\delta^2\mu'\dot{\bar{H}}_{y0} &= 0.\end{aligned}\quad (4.71)$$

Чтобы эти уравнения были совместными, необходимо потребовать обращения в нуль определителя данной системы:

$$\beta_\delta^4\mu'^2 - (\beta_\delta^2\mu - \beta^2)^2 = 0.\quad (4.72)$$

Получено алгебраическое уравнение четвертой степени относительно неизвестного коэффициента фазы β , которое имеет четыре корня. Процедура решения элементарна - извлекая квадратный корень, имеем $\pm\beta_0^2\mu' = \beta_0^2\mu - \beta^2$, откуда

$$\beta = \pm\beta_0\sqrt{\mu \mp \mu'}. \quad (4.73)$$

Выбрав для определенности знак «+» перед правой частью последнего равенства, который соответствует волнам, распространяющимся в сторону возрастания координаты z , подставим величину β в любое, скажем первое, уравнение из системы (3.71). Сократив на общие множители, получим

$$j\dot{H}_{x0} \pm \dot{H}_{y0} = 0$$

или

$$\dot{H}_{y0} = \mp j\dot{H}_{x0}. \quad (4.74)$$

Как известно, плоская электромагнитная волна с двумя ортогональными пространственными компонентами, сдвинутыми по фазе на угол 90° , представляет собой волну, поляризованную, по кругу.

Таким образом установлено, что при продольном распространении волн в намагниченном феррите существуют две независимые моды:

1. поляризованная по кругу волна с левым направлением вращения, у которой $\dot{H}_{y0} = -\dot{H}_{x0}$ и коэффициент фазы

$$\beta_e = \beta_0\sqrt{\mu - \mu'}; \quad (4.75)$$

2. аналогичная волна с правым направлением вращения, у которой и коэффициенты фазы

$$\beta_{i\delta} = \beta_0\sqrt{\mu + \mu'}. \quad (4.76)$$

Теперь предположим, что в какой-либо плоскости, скажем при $z=0$, одновременно возбуждены обе моды с одинаковыми амплитудами. Тогда в этой плоскости комплексная амплитуда суммарного магнитного вектора

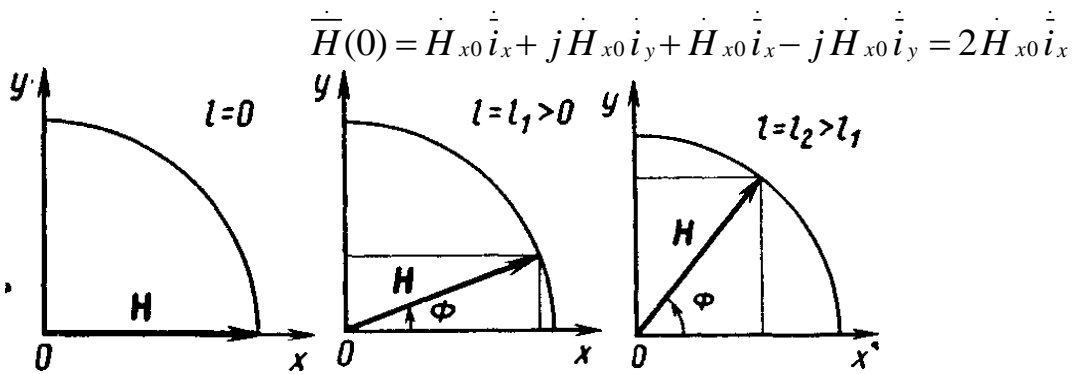


Рисунок 4.8. Эффект Фарадея ориентирована вдоль оси x и отвечает линейно поляризованной волне.

Учтем, что обе моды с круговой поляризацией, из которых складывается такая волна, распространяются с разными фазовыми скоростями, и поэтому в поперечной плоскости с произвольной координатой z магнитный вектор имеет комплексную амплитуду

$$\vec{H}(z) = H_{x0}(e^{-j\beta_{i\delta}z} \dot{i}_x + je^{-j\beta_{i\delta}z} \dot{i}_y + e^{-j\beta_e z} \dot{i}_x - je^{-j\beta_e z} \dot{i}_y).$$

Правую часть данного равенства можно преобразовать с помощью формул Эйлера и получить следующие результаты.

1. Коэффициент фазы результирующей плоской волны равен среднеарифметическому значению коэффициентов фазы обеих мод с круговой поляризацией:

$$\beta = (\beta_{i\delta} + \beta_e)/2. \quad (4.77)$$

2. Обе декартовы проекции результирующего магнитного вектора колеблются во времени синфазно, так что при любом z суммарная волна имеет линейную поляризацию. Если в начальной плоскости с координатой $z=0$ магнитный вектор волны ориентирован вдоль оси x , то при $z=l$ окажется повернутым относительно оси x на угол

$$\hat{O}(l) = (\beta_{i\delta} - \beta_e)/2. \quad (4.78)$$

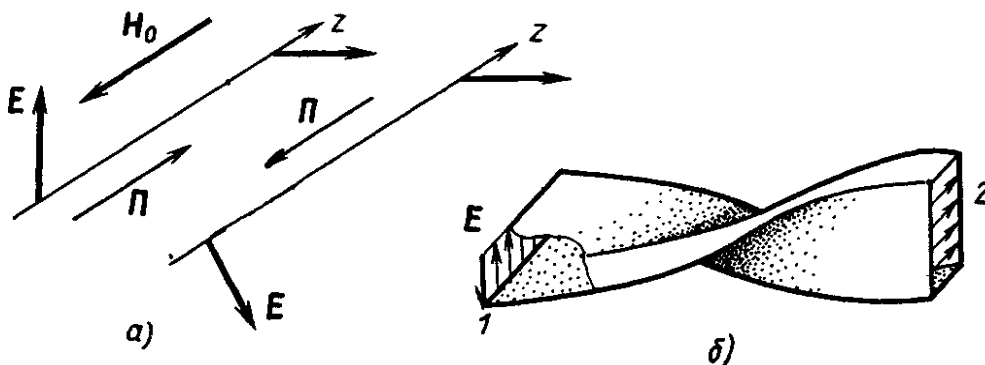


Рисунок 4.9. Вращение плоскости поляризации электромагнитного поля :а - в продольно намагниченном феррите; б - в скрученном прямоугольном волноводе

Соответствующий чертеж представлен на рис. 4.9.

Явление поворота плоскости поляризации электромагнитной волны в гиротропной среде при ее распространении вдоль постоянного подмагничивающего поля называют эффектом Фарадея.

Интересной и практически важной особенностью процесса продольного распространения электромагнитных волн в намагниченном феррите является *невозвратный* характер поворота плоскости поляризации. Дело в том, что знак угла Φ , вычисляемого по формуле (4.78), будет одним и тем же для волн, распространяющихся в противоположных направлениях, поскольку правополяризованная прямая волна полностью эквивалентна левополяризованной обратной, и наоборот. Таким образом, если, например, вектор E при распространении вдоль подмагничивающего поля поворачивается против движения

стрелки часов, то при обратном распространении этот вектор будет поворачиваться в таком же самом направлении (рис. 4.9, а).

В противоположность этому отрезок скрученного прямоугольного волновода (рис. 4.9, б) осуществляет взаимный (обратимый) поворот плоскости поляризации. При распространении волн от входа 1 к выходу 2 и в обратном направлении вектор поворачивается в разные стороны.

Указанная особенность волновых процессов в продольно намагниченном феррите позволяет создавать волноводные вентили - невзаимные развязывающие устройства, которые практически без ослабления пропускают волны от генератора к нагрузке и эффективно поглощают отраженные волны.

Отметим в заключение, что анизотропия электродинамических свойств наблюдается не только в намагниченных ферритах, но и в ионосферной плазме, находящейся в постоянном магнитном поле Земли. Это приводит к ряду физических эффектов (вращение плоскости поляризации, расщепление падающей волны на обыкновенную и необыкновенную и т. д.). Такие эффекты существенно влияют на распространение радиоволн КВ-диапазона, особенно во время ионосферно-магнитных бурь, часто происходящих в приполярных областях.

4.4.7 Физические основы применения ферритов на СВЧ. Невзаимные функциональные устройства [7, 8]

Атомы всех веществ состоят из положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов. Каждый электрон вращается по некоторой орбите вокруг ядра, одновременно вращаясь вокруг своей собственной оси. Поскольку электрон заряженная частица, то его перемещение по замкнутой траектории эквивалентно протеканию тока в контуре, поэтому орбиту каждого электрона можно рассматривать как элементарную рамку с током. Под влиянием тока, протекающего по рамке, в окружающем пространстве возникает постоянное магнитное поле, силовые линии которого перпендикулярны плоскости рамки. Этому магнитному полю соответствует орбитальный магнитный момент электрона. Кроме этого, при вращении электрона вокруг своей оси возникает спиновый магнитный момент.

Электрон обладает определенной массой, поэтому каждый электрон может рассматриваться в первом приближении как волчок (гироскоп) с массой m , вращающийся вокруг центра атома и одновременно вокруг собственной оси. Это обуславливает наличие у электрона двух механических моментов количества движения: орбитального и спинового.

Полный магнитный и механический моменты атома есть геометрические суммы соответственно магнитных и механических спиновых и орбитальных моментов всех электронов в атоме. Магнитный момент ядра примерно на три порядка меньше магнитного момента электрона, поэтому влиянием магнитного момента ядра можно пренебречь.

Исследования вещества показали, что у большинства атомов наблюдается антипараллельная ориентация спиновых магнитных моментов у любых соседних двух электронов на орбите, т.е. суммарный магнитный момент этих атомов близок к нулю. Исключение составляют металлы переходных групп (группа железа, палладия, платины и др.), у которых наблюдается параллельная ориентация спиновых магнитных моментов у части электронов на орбите. Например, у атома железа на предпоследней орбите находятся четыре электрона с параллельными спинами, у атома кобальта - три и т.д. В постоянном магнитном поле атомы этих металлов ведут себя подобно стрелке компаса: их магнитные моменты ориентируются параллельно приложенному полю.

Как будет видно из дальнейшего изложения, принцип действия ферритовых устройств диапазона СВЧ основан на взаимодействии магнитного поля электромагнитной волны с нескомпенсированными магнитными моментами атомов. Чтобы такое взаимодействие стало возможным, электромагнитная волна должна проникать в вещество и распространяться в нем. В проводники электромагнитные волны почти не проникают. Эту трудность можно устранить, если использовать не ферромагнитные металлы, а обладающие свойствами диэлектриков химические соединения таких металлов (обычно железа) с другими элементами. Подобные магнитные диэлектрики, называемые ферритами, имеют достаточно высокое удельное сопротивление.

Состав простейших ферритов, являющихся твердыми растворами окис-

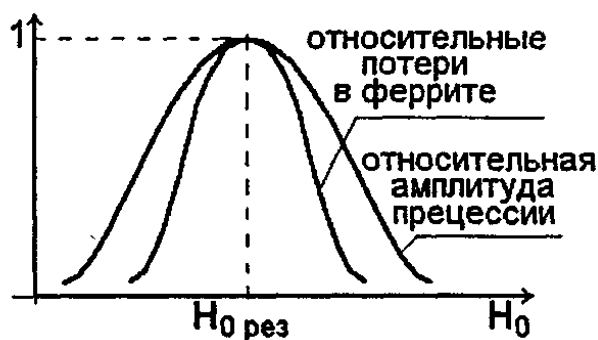


Рисунок 4.10

лов металлов и Fe_2O_3 , описывается следующей химической формулой: $\text{Me}^{+2}\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ где Me^{+2} -ион двухвалентного металла, обычно это Ni, Co, Mn, Cu, Zn и др. Часто применяют так называемые смешанные ферриты, в состав которых входят одновременно ионы двух и большего числа металлов. **Ферромагнитными свойствами обладает соединение вида $\text{YFe}_2(\text{FeO}_4)_3$,**

называемое иттриевым феррогранатом.

Ферриты могут быть поликристаллическими и монокристаллическими.

Технология производства поликристаллических ферритов совпадает с технологией производства керамики: из смеси мелко измельченных окислов с пластификатором формируют необходимые образцы ферритовых изделий, которые затем обжигают при температуре 1000-1400 °С.

Ферритовые монокристаллы (например, иттриевые феррогранаты) выращивают по технологии, сходной с технологией полупроводниковых материалов.

Экспериментальные исследования показали, что в ферритах вклад орбитальных моментов в общий момент обычно мал, поэтому магнитные свой-

ства ферритов определяются в основном спиновыми магнитными моментами атомов.

Как было показано выше, относительные потери в феррите приводят к затуханию свободной прецессии. Если на частоте ω_0 свободной прецессии передавать прецессирующим электронам энергию, равную теряемой ими, то прецессия станет незатухающей. Роль такого источника, компенсирующего потери и поддерживающего свободную прецессию, может выполнять электромагнитная волна с круговой поляризацией магнитного поля, если направление и частота вращения вектора \vec{H}_m совпадают с направлением и частотой свободной прецессии (рис. 4.10). Такой волной и является волна с вектором \vec{H}_m^+ на частоте $\omega = \omega_0 = \gamma H_0$.

Знак (+) в верхнем индексе вектора \vec{H}_m^+ означает, что волна круговой поляризации с правосторонним вращением (по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления постоянного магнитного поля). Если частота волны с вектором \vec{H}_m^+ отличается от ω_0 , то магнитное поле волны препятствует стремлению магнитного момента электрона прецессировать с частотой ω_0 . Поэтому амплитуда прецессии при $\omega \neq \omega_0$ меньше, чем при $\omega = \omega_0$. Но на поддержание прецессии с меньшей амплитудой необходимо затратить меньшую энергию.

Следовательно, при $\omega = \omega_0$ амплитуда прецессии магнитного момента прецессии магнитного момента и величины затухания, испытываемого волной наибольшая, и волна с вектором \vec{H}_m^+ испытывает в феррите максимальное поглощение. На рис.3.9 показана зависимость амплитуды с вектором \vec{H}_m^+ от величины внешнего намагничивающего поля.

Явление резкого увеличения затухания, испытываемого электромагнитной волной с вектором \vec{H}_m^+ , при напряженности внешнего магнитного поля $H_{0 \text{ рез}} = \omega/\gamma$ получило название *продольного ферромагнитного резонанса*.

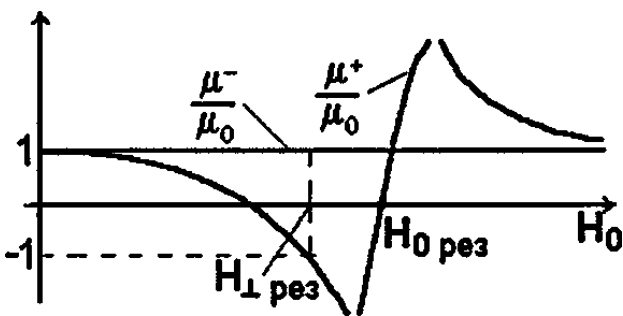


Рисунок 4.11

Круговую частоту ω_0 , на которой это затухание происходит, называют круговой частотой продольного ферромагнитного резонанса.

Совершенно по-иному взаимодействует феррит с волной с вектором \vec{H}_m^- . Вектор \vec{H}_m^- вращается в сторону, противоположную направ-

лению вращения свободной прецессии. Поэтому независимо от частоты электромагнитного поля и величины напряженности внешнего магнитного поля, амплитуда прецессии оказывается малой, и соответственно будет мало затухание, испытываемое волной в феррите.

На рис. 4.11 показана зависимость μ^+/μ_0 и μ^-/μ_0 от величины H_0 . График μ^+/μ_0 вблизи $H_0 = H_{0\partial\partial\zeta}$ построен с учетом того, что при наличии потерь в феррите вектор \vec{B}_m^+ в области резонанса не стремится к бесконечности, а лишь достигает максимального значения.

Эффект смещения поля в продольно и поперечно намагниченных ферритах. При $\mu^+ < 0$ (рис.4.11) коэффициент фазы β_z^+ становится чисто мнимым, что соответствует стоячим волнам с экспоненциально убывающей вдоль оси Z амплитудой. Поэтому при $\mu^+ < 0$ распространение волн с вектором \vec{H}_m^+ в продольно намагниченной среде становится невозможным. Если ферритовая среда имеет конечные размеры в поперечном сечении (продольно намагниченный ферритовый цилиндр, пластина и т.д.), то волна с вектором \vec{H}_m^+ из феррита вытесняется и распространяется вне ферритовой среды вдоль границы феррит - воздух. В то же время волна с вектором \vec{H}_m^- нормально распространяется в ферритовой среде, поскольку $\mu^- \approx \mu_0$. Это явление получило название **эффект смещения поля**.

Аналогичное явление имеет место в поперечно намагниченном феррите для H -волны, когда $\mu_{\perp} < 0$ и $\mu^+ < 0$.

Таким образом, эффект смещения поля имеет место в продольно и поперечно намагниченных ферритах:

$$H_0 > H_{0\partial\partial\zeta} - M_0. \quad (4.79)$$

Ферритовые вентили. Наибольшее распространение в технике СВЧ получили следующие типы вентиляей: резонансные, вентили на "смещении поля" и предельные.

Резонансные вентили. Принцип действия таких вентиляей основан на явлении поперечного резонанса. Рассмотрим конструкцию резонансного вентиля на основе прямоугольного волновода, работающего в одноволновом режиме (рис. 4.12). Чтобы стал понятен принцип действия этого вентиля, рассмотрим изменение во времени магнитного поля волны H_{10} в некотором продольном сечении, параллельном плоскости XOY . Поскольку продольной осью в данном случае (см. рис. 4.12) является ось Y , а не ось Z , то составляющие напряженности магнит-

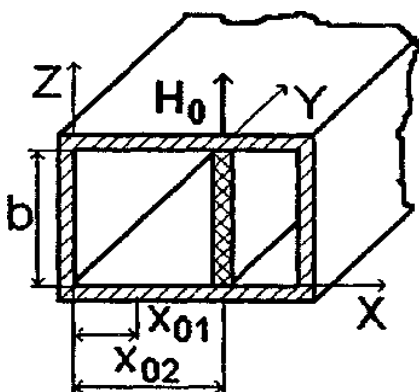


Рисунок 4.12

ного поля волны H_{10} , бегущей вдоль положительного направления оси Y , можно записать в виде

$$\dot{\bar{H}}_{mx} = (j\beta a/\pi) H_{0y} \sin(\pi x/a) \exp(-j\beta y), \quad (4.80)$$

$$\dot{\bar{H}}_{my} = H_{0y} \cos(\pi x/a) \exp(j\beta y).$$

Как следует из (4.80), составляющие H_{mx} и H_{my} сдвинуты по фазе на $\pi/2$, а их модули зависят от координаты x . В общем случае модули этих составляющих не равны, поэтому поляризация магнитного поля эллиптическая. Вблизи боковых стенок волновода (при $x=0$ и $x=a$) и в центре широких стенок (при $x=a/2$) магнитное поле волны H_{10} имеет линейную поляризацию, поскольку в этих точках одна из составляющих вектора напряженности магнитного поля обращается в нуль. **В тех сечениях, где $|\dot{\bar{H}}_{mx}| = |\dot{\bar{H}}_{my}|$, поляризация магнитного поля будет круговой.** Так как составляющая $\dot{\bar{H}}_{my}$ при переходе через точку $x=a/2$ меняет знак, то во всех сечениях при $0 < x < a/2$ вектор $\dot{\bar{H}}_m$ вращается по часовой стрелке, если смотреть вдоль оси z , а в сечениях при $a/2 < x < a$ - против часовой стрелки.

Приравнивая модули составляющих магнитного поля, получаем следующее выражение: $|\operatorname{tg}(\pi x_0/a)| = \pi/(\beta a) = 1/\sqrt{(2a/\lambda)^2 - 1}$, позволяющее определить

значение координаты x_0 , при которой $\dot{\bar{H}}_m$ имеет круговую поляризацию. Записанное уравнение для $0 < x < a$ имеет два решения: для средней частоты диапазона одноволновой работы волновода имеем $x_{01} \approx a/4$ и $x \approx 3a/4$. Помещаем в сечение с координатой x_{02} тонкую ферритовую пластину и намагничиваем ее внешним постоянным магнитным полем, направленным вдоль оси z , $\bar{H}_0 = H_0 \bar{i}_z$ (см. рис.4.12). В этом случае в сечении с координатой x_{01} поляризация магнитного поля волны H_{01} такая же, как у вектора $\dot{\bar{H}}_m^+$, а в сечении

с координатой x_{02} - как у вектора $\dot{\bar{H}}_m^-$. Изменим направление движения волны в волноводе на противоположное (обратная волна). Для нее в следует заменить β на $(-\beta)$, т.е. изменение направления распространения волны по волноводу изменяет на противоположное направление вращения вектора магнитного поля волны в точках волновода. Поэтому обратная волна в сечении с координатой x_{01} будет иметь поляризацию, совпадающую с поляризацией поля $\dot{\bar{H}}_m^-$, а в сечении с координатой x_{02} - с поляризацией поля $\dot{\bar{H}}_m^+$.

Если величину намагничивающего поля H_0 выбрать так, чтобы на заданной частоте выполнялось равенство $H_{\perp \delta \delta \zeta} = \sqrt{H_{0 \delta \delta \zeta}^2 + M_0^2} - M_0$, что соот-

ветствует поперечному резонансу в ферритовой пластине, то для прямой волны феррит представляет диэлектрик с магнитной проницаемостью $\mu^- \approx \mu_0$. Поэтому прямая волна проходит отрезок волновода с ферритовой пластиной без существенных потерь. Напротив, обратная волна, имеющая поляризацию магнитного поля, совпадающую с \vec{H}^+ в месте расположения феррита, будет интенсивно затухать в феррите. Поскольку x_{01} и x_{02} зависят от частоты, то с повышением частоты сечение с круговой поляризацией магнитного поля смещается в сторону ближайшей узкой стенки, а при понижении частоты - к центру волновода. При этом ферритовая пластина оказывается в сечении с эллиптической поляризацией магнитного поля волны, что приводит к увеличению затухания для прямой волны и к уменьшению затухания для обратной.

Для ослабления зависимости структуры поля в волноводе от частоты в волновод вводят пластину из диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью, а тонкую ферритовую пластину наклеивают на диэлектрик (рис.4.13, а).

При этом значительная часть энергии, распространяющаяся по волно-

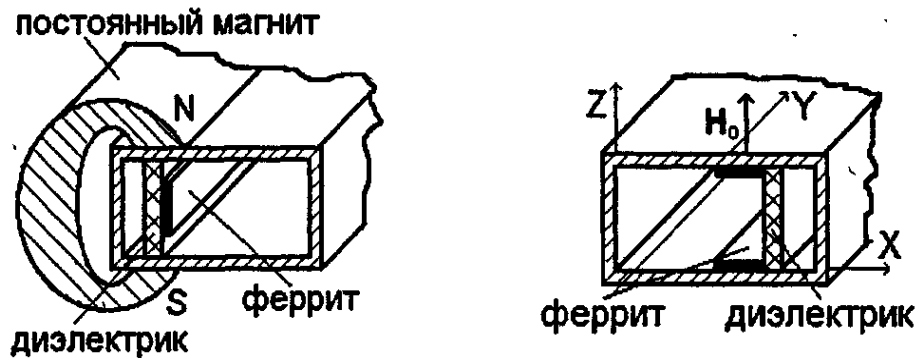


Рисунок 4.13 – а), б)

воду, проходит через область, где размещена диэлектрическая пластина. Благодаря этому зависимость структуры поля от частоты, характерная для обычного волновода, становится менее выраженной. Одновременно возрастает концентрация поля в ферритовой пластине, что приводит к существенному увеличению затухания обратной волны на единицу длины по сравнению с ферритовой пластиной без диэлектрика (см. рис.4.12). Использование диэлектрической пластины расширяет рабочий диапазон вентиля и увеличивает вентиляльный эффект на единицу длины, что позволяет сократить длину вентиля. Толщина диэлектрической пластины, ее положение в волноводе, параметры диэлектрика подбирают так, чтобы на границе, где расположен феррит, поляризация магнитного поля волны была близка к круговой. Концы диэлектрической пластины заостряют для уменьшения отражений от вентиля.

Конструкция резонансного вентиля, где для создания намагничивающего поля использован постоянный магнит, показана на рис. 4.13, а). Такая кон-

струкция успешно используется при малой и средней мощности, переносимой волнами по волноводу.

При сравнительно высокой передаваемой мощности используют иную конструкцию (рис. 4.13, б). Это связано с тем, что в резонансном вентиле практически вся мощность обратной волны рассеивается в феррите, что приводит к его нагреву. При чрезмерном нагреве, поскольку феррит плохо проводит тепло, может произойти отклеивание ферритовой пластины и даже ее разрушение. Поэтому в конструкции вентиля для высокого уровня мощности используют две ферритовые пластины, наклеиваемые непосредственно на широкие стенки волновода (рис.4.13. б)). В случае необходимости используют воздушное принудительное или жидкостное охлаждение волновода.

Резонансные вентили можно построить на коаксиальной или полосковых линиях передачи *TEM* - волна, основной тип волны в таких линиях, не имеет продольной составляющей магнитного поля. В связи с этим в таких линиях отсутствуют точки с круговой поляризацией магнитного поля, что мешает созданию резонансного вентиля. Поэтому обязательным предваритель-

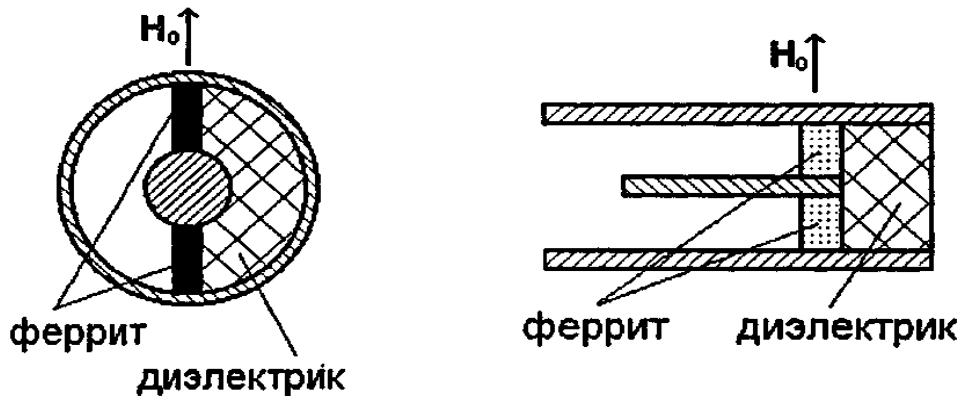


Рисунок 4.14, а), б)

ным условием реализации резонансного вентиля является получение в таких линиях областей с круговой или близкой к ней поляризацией магнитного поля распространяющейся волны. Основным способом создания круговой поляризации является частичное заполнение поперечного сечения линии диэлектриком с большой диэлектрической проницаемостью. На рис.4.14, а), б) приведены поперечные сечения конструкций резонансного вентиля на коаксиальной линии и на симметричной полосковой линии соответственно. В отрезке линии с диэлектриком возникает гибридная волна, имеющая кроме поперечной и продольную составляющую магнитного поля. При определенных условиях, подобрав степень заполнения линии диэлектриком; его форму и величину диэлектрической проницаемости, можно добиться того, что поляризация магнитного поля волны станет вблизи ферритовых пластин круговой. Поскольку отсутствует дисперсия основной волны в таких линиях, резонансные вентили на подобных линиях работают в широкой полосе частот (удается получить даже октавную полосу).

Общим недостатком резонансных вентиляей являются сравнительно большие габариты и масса, что в значительной степени определяется постоянным магнитом, поскольку для обеспечения поперечного резонанса в феррите требуется большое намагничивающее поле.

Вентили на "смещении поля". Такие вентили выгодно отличаются от резонансных меньшими габаритами и массой, поскольку согласно (4.79) величина намагничивающего поля в них в 1,5...2 раза меньше, чем в резонансных

Принцип действия основан на явлении смещения поля, существующем в линиях передачи, содержащих намагниченные ферритовые элементы. В прямоугольный волновод помещается достаточно толстая ферритовая пластина, как показано на рис. 4.15. Пластина намагничивается внешним постоянным магнитным полем H_0 , направленным вдоль оси z . Обратная волна, распространяющаяся по волноводу в направлении, противоположном направлению оси Y , в феррите имеет поляризацию магнитного

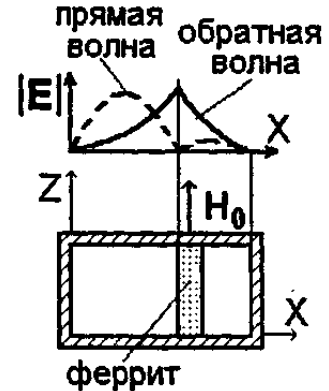


Рисунок 4.15

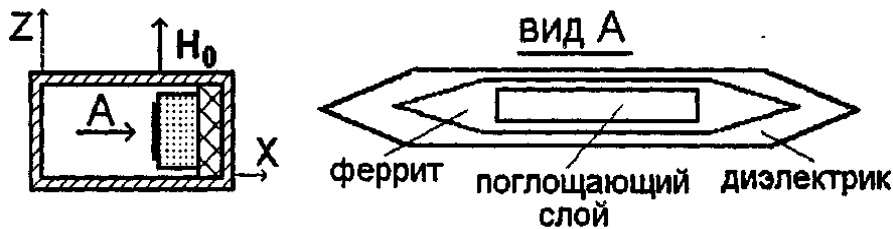


Рисунок 4.17, а), б)

поля, совпадающую с \bar{H}^+ . Магнитная проницаемость феррита для этой волны обратной волны равна μ^+ . Для намагничивающих полей H_0 , удовлетворяющих (4.79), и обратная волна не может распространяться в феррите. Она вытесняется из него и распространяется в виде поверхностной волны вдоль границы феррит-воздух. Распределение амплитуды вектора \bar{E} обратной волны в поперечной плоскости волновода с ферритом показано на рис. 4.15. Прямая волна, распространяющаяся по волноводу вдоль оси Y , в феррите имеет поляризацию магнитного поля, совпадающую с \bar{H}^- , поэтому магнитная проницаемость феррита для этой волны равна $\mu^- \approx \mu$. Однако ее структура в волноводе

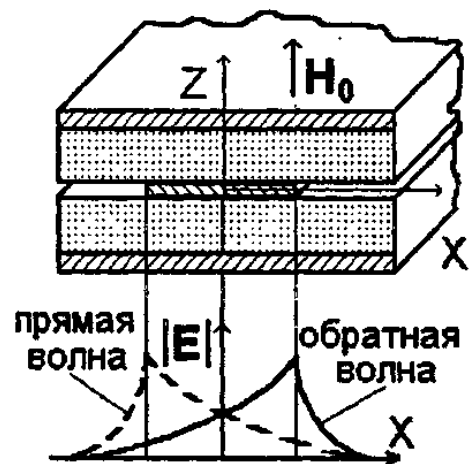


Рисунок 4.16

с ферритом достаточно сильно отличается от структуры волны H_{10} . Подбирая толщину ферритовой пластины и величину намагничивающего поля, добиваются для прямой волны распределения поля в поперечной плоскости, показанного на рис. 4.16, а). В этом случае для образования вентиля достаточно на левую грань ферритовой пластины нанести тонкую поглощающую пленку, поглощающую обратную волну намного сильнее, чем прямую. На рис. 4.16, б) изображена конструкция волноводного вентиля на "смещении поля".

Ферритовая пластина с согласующими скосами приклеивается к стенке волновода. Поглощающий слой, как правило, напыляется на феррит. Поскольку мощность обратной волны рассеивается в поглощающем слое, уровень рабочей мощности такого вентиля определяется качеством поглощающего слоя. Использование термостабильных хромовых или оксидных поглощающих пленок позволяет применять такие вентили не только при низких, но и при средних уровнях передаваемой через вентиль мощности [17].

Эффект смещения поля существует и в полосковых линиях, полностью заполненных поперечно намагниченным ферритом. На рис. 4.17. показано по-

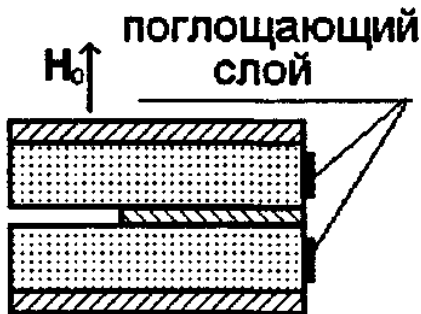


Рисунок 4.19

перечное сечение симметричной полосковой линии. В этом случае в области намагничивающих полей, где $\mu^+ < 0$ и прямая и обратная волны вытесняются из линии с ферритом. Однако если для прямой волны максимум электрического поля смещается к левому краю полоски, то для обратной - к правому (рис. 4.17). На рис. 4.18 показана конструкция вентиля на "смещении поля", построенная на основе симметричной полосковой линии. В данном слу-

чае используются ферритовые пластины с согласующими скосами, на правые боковые поверхности (по рисунку) которых нанесены поглощающие пленки. При этом обратная волна при прохождении вентиля будет испытывать большее затухание за счет рассеяния мощности в пленках, а прямая волна будет проходить через вентиль с небольшим затуханием. Вентили на "смещении поля" отличаются простотой конструкции, надежностью и компактностью. Однако они работают при сравнительно низких уровнях мощности.

Предельные вентили. Принцип действия таких вентилях основан на явлении не взаимной предельности, существующей в линиях передачи, заполненных поперечно намагниченными ферритами. Например, если вблизи правых (по рис. 4.19) боковых поверхностей ферритовых пластин разместить металлическую пластину, имеющую контакт как с по-

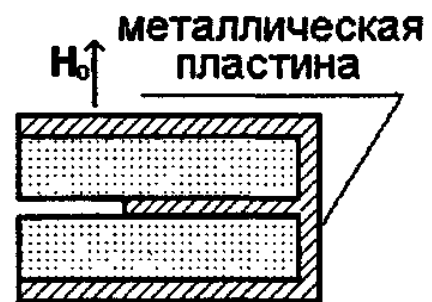


Рисунок 4.18

линии (рис. 4.19), то образуется III -образная полосковая линия. Если параметры феррита и величину намагничивающего поля подобрать так, чтобы в линии с ферритом возник эффект смещения поля (см. рис.4.17), то в III -образной линии с намагниченным ферритом прямая волна, имеющая незначительное поле вблизи боковой металлической пластины, будет распространяться с небольшим затуханием. Обратная волна, имеющая максимум поля в месте расположения металлической пластины, распространяться по III -образной линии с ферритом не сможет, т.е. для обратной волны III -образная линия является предельной. Используя согласующие элементы (например, реактивные шлейфы) на входе и выходе III -образной линии с намагниченным ферритом, можно обеспечить полное рассеяние энергии отраженной волны в феррите и почти полное прохождение прямой волны через вентиль. На рис. 4.19 показана конструкция предельного вентиля на симметричной полосковой линии. Для согласования подводящих линий (симметричные полосковые линии) с III -образной линией, заполненной ферритом, использованы реактивные разомкнутые на конце шлейфы (отрезки симметричной полосковой линии). За счет конечной проводимости феррита и металлических проводников III -образной линии удастся рассеять энергию обратной волны.

Аналогичное явление существует и в прямоугольном волноводе, частично заполненном намагниченным ферритом. Это позволяет построить предельный вентиль на основе прямоугольного волновода.

Основное достоинство предельного вентиля по сравнению с резонансным и вентиляем "на смещении поля" заключается в возможности получения больших затуханий обратной волны на единицу длины линии с ферритом (на 1 см удается получить затухание обратной волны более 30...40 дБ). Это позволяет создавать весьма малогабаритные конструкции вентиляей, обладающих малым весом и высокой надежностью.

Ферритовые фазовращатели. В настоящее время разработано большое число различных фазовращателей, использующих эффекты в линиях передачи с намагниченными ферритами. В таких устройствах регулировка фазы осуществляется за счет изменения величины внешнего постоянного магнитного поля, что приводит к изменению магнитной проницаемости феррита и, следовательно, к изменению фазовой скорости распространяющейся по ферриту волны.

Ферритовые фазовращатели делятся на взаимные и невзаимные. Фазовый сдвиг, вносимый взаимным фазовращателем, не зависит от направления распространения волны в нем. Невзаимный фазовращатель вносит фазовый сдвиг, зависящий от направления распространения волны.

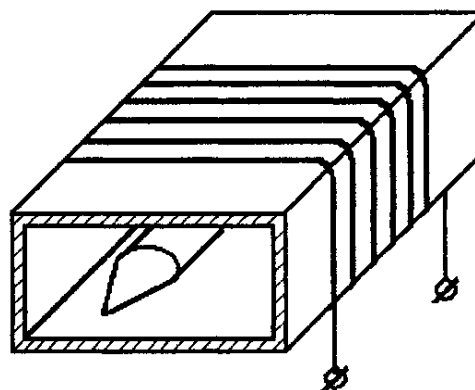


Рисунок 4.20

Рассмотрим невзаимный фазовращатель на основе прямоугольного волновода (см. рис.4.12). Как и в случае резонансного вентиля, тонкая ферритовая пластина помещается в сечение с круговой поляризацией магнитного поля волны H_{10} и намагничивается постоянным магнитным полем, направленным вдоль оси z . Однако величина H_{10} выбирается так, чтобы избежать значительного поглощения волны H_{10} в феррите. При этом по отношению к прямой и обратной волнам, имеющим поляризацию, совпадающую с поляризацией \bar{H}^- и \bar{H}^+ соответственно, намагниченный феррит ведет себя как среда с разной магнитной проницаемостью μ^- и μ^+ . В результате чего коэффициенты распространения прямой и обратной волн оказываются разными в отрезке волновода с ферритом, имеющем длину l . При этом прямая волна, пройдя такой отрезок, получит фазовый сдвиг $\varphi^- = \beta^- l$, а обратная волна - $\varphi^+ = \beta^+ l$. Разность фаз $\Delta\varphi = \varphi^- - \varphi^+$ называется *невзаимным фазовым сдвигом*. Обычно в регулируемых фазовращателях используют вместо постоянных магнитов электромагниты. Плавно изменяя ток в обмотке электромагнита, удастся плавно менять вносимый фазовый сдвиг.

Аналогично строятся конструкции невзаимных фиксированных или регулируемых ферритовых фазовращателей на основе коаксиальной (см. рис.4.15) или полосковой (см. рис.4.16) линии.

Применение невзаимных ферритовых фазовращателей в фазированных антенных решетках, работающих как в передающем режиме, так и в приемном, вызывает определенные трудности, связанные с необходимостью специального переключения фазовращателей с режима передачи на режим приема. Поэтому, как правило, в схемах питания таких антенн используют взаимные ферритовые фазовращатели. Широко применяемая на практике конструкция взаимного фазовращателя показана на рис. 4.20. Круглый ферритовый стержень с согласующими скосами размещается вдоль оси прямоугольного волновода. Снаружи на волновод помещается управляющая обмотка электромагнита, создающего внешнее магнитное поле. Поскольку и прямая, и обратная волны на оси волновода имеют линейную поляризацию магнитного поля, то вносимый фазовый сдвиг не зависит от направления распространения волны по волноводу, а зависит от величины тока в обмотке, марки феррита и его геометрических размеров.

Вопросы проектирования как взаимных, так и невзаимных ферритовых фазовращателей на разных типах линий передачи изложены в [7,15].

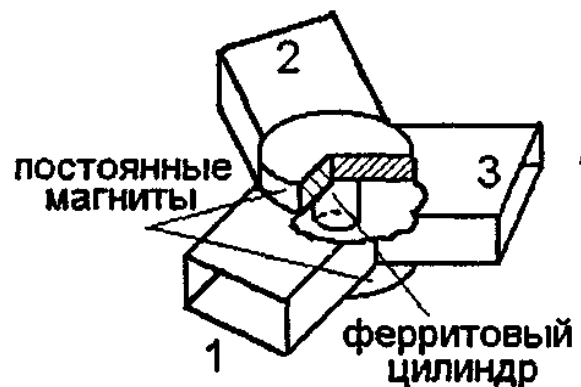


Рисунок 4.21

Циркуляторы. Y-циркулятор. Волноводный Y-циркулятор представляет собой H -плоскостное Y-сочленение прямоугольных волноводов, в центре которого помещен ферритовый цилиндр (рис. 4.21). Все прямоугольные волноводы, образующие плечи тройника, рассчитаны на одноволновый режим работы. Внешнее магнитное поле, создаваемое постоянным магнитом (как показано на рисунке) либо электромагнитом, ориентировано параллельно оси цилиндра.

Высота ферритового цилиндра обычно равна высоте волновода, но иногда используют ферриты несколько меньшей высоты. В Y-циркуляторах, предназначенных для работы на высоком уровне мощности, для улучшения отвода тепла ферритовый цилиндр разрезают на две цилиндрические части, каждая из которых приклеивается к соответствующей широкой стенке волновода в центре H -сочленения. Принцип действия Y-циркулятора заключается в следующем. Предположим, что в плече 1 циркулятора возбуждена волна H_{10} , распространяющаяся в направлении ферритового цилиндра. В результате дифракции волны на цилиндре возникают две волны, одна из которых (левая) обегает ферритовый цилиндр по часовой стрелке, а другая (правая) - против часовой стрелки (рис. 4.22, а). Как было показано при рассмотрении резо-



Рисунок 4.22, а), б)

нансного ферритового вентиля, направления вращения вектора магнитного поля волны H_{10} в правой относительно центра половине волновода и в его левой половине противоположны. Поэтому магнитная проницаемость ферритового цилиндра для волн, обтекающих его справа и слева, различна. Это обуславливает различие коэффициентов распространения для левой (β^+) и правой (β^-) волн, т.е. проходя одинаковый путь l вдоль поверхности цилиндра волны получают разный фазовый сдвиг $\varphi^+ = \beta^+ l$ и $\varphi^- = \beta^- l$ соответственно. В результате на поверхности ферритового цилиндра устанавливается стоячая волна. При заданной частоте путем подбора марки феррита и его диаметра можно добиться, чтобы по окружности цилиндра укладывалась одна волна с двумя узлами (рис.4.22.б). Положение узлов и пучностей этой волны зависит от величины намагничивающего поля H_0 поскольку при изменении H_0 изменяются β^+ и β^- для волн, обтекающих феррит слева и справа. Величину H_0 подбирают так, чтобы один из узлов стоячей волны напряженности электри-

ческого поля располагался напротив плеча **3**, как показано на рис.4.22, б). В этом случае волна H_{10} в плече **3** не возбуждается, а возбуждаются волны высшего типа, например, волна H_{20} . Поэтому мощность в плечо **3** не возвращается. Поскольку пучность электрического поля стоячей волны на феррите находится вблизи средней линии волновода плеча **2**, то в плече **2** возбуждается волна H_{10} и энергия из плеча **1** практически полностью проходит в плечо **2**.

Аналогично можно показать, что при возбуждении плеча **2** вся энергия поступает в плечо **3**, и т.д. При изменении направления внешнего магнитного поля направление циркуляции меняется на обратное $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Это связано с изменением фазовых сдвигов, получаемых волнами, обегаящими феррит слева и справа: для "левой" волны будет сдвиг φ^- , а для "правой" φ^+ . При этом на поверхности феррита возникает стоячая волна, у которой узел электрического поля располагается напротив плеча **2**.

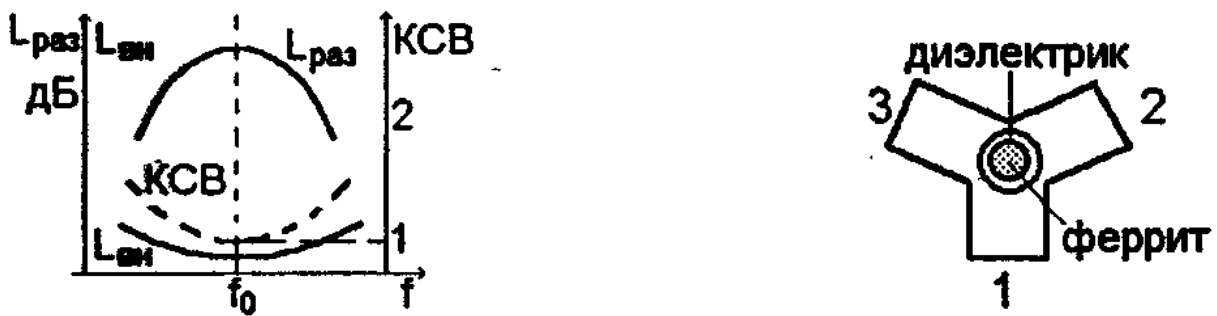


Рисунок 4.23, а), б)

Основными параметрами реальных циркуляторов являются: $L_{DAC} = 10 \lg(P_2/P_3)$ [дБ]; вносимые потери $L_{Af} = 10 \lg(P_1/P_2)$ [дБ] и согласование со стороны каждого из плеч циркулятора, характеризуемое $КСВ$. Как показывают анализ и эксперимент, частотные характеристики Y -циркулятора имеют резонансный характер (рис. 4.23,а). При этом $L_{РАЗ}$ связаны с $КСВ$ на входе каждого плеча: чем больше $КСВ$, тем меньше $L_{РАЗ}$ и больше $L_{ВН}$. Отметим, что $L_{ВН}$ для циркулятора складывается из тепловых потерь в феррите и стенках тройника и потерь за счет отражения от входа. Конструкция, показанная на рис. 3.23, позволяет получить $L_{РАЗ} > 20$ дБ в полосе 3...5% от средней частоты f_0 [16]. Для увеличения рабочей полосы частот расширяют полосу согласования циркулятора на входе. Для этого используют согласующий трансформатор, выполненный в виде диэлектрического кольца, надеваемого на ферритовый цилиндр (рис. 4.23. б).

На рис. 4.24 показана конструкция микрополоскового Y -циркулятора.

В центре микрополоскового Y -сочленения располагается металлический диск, под которым в подложке размещен ферритовый диск, намагниченный вдоль своей оси (на рис. 3.28 магнитная система не показана). Обычно диаметр металлического диска или равен или несколько меньше диаметра

ферритового диска. Наиболее простой конструкция такого Y -циркулятора получается, если в качестве подложки микрополосковой линии используется ненамагниченный феррит. В этом случае для образования циркулятора с помощью внешнего магнита намагничивают часть подложки под металлическим диском. При этом целостность подложки не нарушается.

Принцип действия циркулятора (рис. 4.24) такой же, как и в случае волноводного Y -циркулятора. Расширение рабочей полосы частот циркулятора обычно обеспечивают, включая во все плечи согласующие четвертьволновые трансформаторы.

Вопросы проектирования волноводных и полосковых Y -циркуляторов изложены в [58, 59, 62]. Отметим, что из всех видов циркуляторов, существующих в настоящее время, Y -циркуляторы получили наибольшее распространение, что объясняется простотой их конструкции, малыми размерами и весом, а также возможностью использования в интегральных схемах.

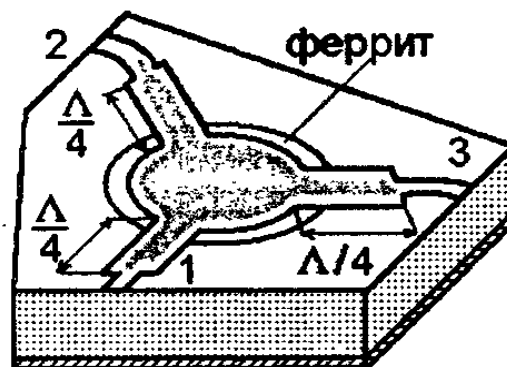


Рисунок 4.24

4.5 Электромагнитные волны в плазме [1, 4, 6, 17]

4.5.1 Плазма и ее электродинамические параметры

К числу материальных сред, в которых распространение электромагнитных волн сопровождается частотной дисперсией, относится *плазма*. В узком смысле так называют ионизированный газ, состоящий из положительно и отрицательно заряженных частиц, а также из нейтральных атомов и молекул. Плазму часто встречается в природе и технике. В частности, Земля окружена плазменной оболочкой - ионосферой, располагающейся на высотах 100—500 км. Ионосфера решающим образом влияет на распространение радиоволн в земных условиях. Плазменные свойства присущи межпланетной и межзвездной среде. В разнообразных приборах и устройствах приходится иметь дело с плазмой газового разряда, а также с плазмой, образуемой носителями заряда в металлах и полупроводниках.

Одно из основных свойств плазмы заключается в ее *квазинейтральности* - если в плазме мысленно выделить некоторую замкнутую область, то электрический заряд внутри нее в среднем всегда равен нулю, несмотря на то что из-за теплового движения заряженных частиц наблюдаются быстрые флуктуации суммарного заряда вокруг среднего значения. Таким образом, локальную плотность плазмы можно описывать одним параметром - электронной концентрацией $N_e [i^{-3}]$, которая равна среднему числу электронов в единице объема. Данный параметр существенно варьируется в средах различ-

ной физической природы. Например, для земной ионосферы типично значение $N_e \approx 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Концентрация электронов в плазме проводящих твердых тел значительно выше, здесь $N_e \approx 10^{26} \text{ м}^{-3}$. Заряженные частицы плазмы движутся под действием сил электромагнитного поля. Это приводит к поляризации среды, так что диэлектрическая проницаемость плазмы отличается от проницаемости вакуума

. Рассматривая электронно-ионную плазму, следует учитывать, что масса иона на несколько порядков превышает массу электрона. Поэтому ионы практически неподвижны и в первом приближении не влияют на электродинамические свойства такой среды.

Наличие в верхних слоях атмосферы электронов и ионов определяет электрические параметры ионосферы. Предположим, что ионосфера представляет собой квазинейтральный ионизированный газ, содержащий нейтральные молекулы, положительные ионы и свободные электроны. Рассмотрим распространение плоской монохроматической волны в таком ионизированном газе.

При прохождении радиоволны через ионосферу положительные ионы и свободные электроны начинают двигаться упорядоченно в такт с изменением поля волны. Движущиеся в ионосфере заряды можно рассматривать как некоторый конвекционный ток. Поскольку масса положительных ионов много больше массы электронов - пренебрежем ионным током и будем рассматривать только конвекционный ток электронов, обозначив его плотность $\bar{j}_{\dot{y}E}$. Плотность конвекционного тока электронов определяется концентрацией электронов в газе N_e и скоростью их движения \bar{V} : $\bar{j} = eN_e\bar{V}$.

Под действием электрического поля радиоволны происходит и поляризация ионизированного газа. Электроны в атоме или молекуле смещаются относительно равновесного положения в направлении, обратном направлению вектора напряженности электрического поля. Таким образом, наряду с конвекционным электронным током, существует и ток смещения $\bar{j}_{\dot{m}}$, плотность которого будет:

$$\bar{j}_{\dot{m}} = \varepsilon_0 \frac{d\bar{E}}{dt} = j\varepsilon_0\omega\bar{E}.$$

Плотность полного тока в ионизированном газе складывается из суммы конвекционного электронного тока и тока смещения:

$$\bar{j}_{\dot{m}} = \bar{j}_{\dot{y}E} + \bar{j}_{\dot{m}} = eN_e\bar{V} + j\varepsilon_0\omega\bar{E}.$$

Так как плотность воздуха настолько велика, что расстояние между частицами в ионосфере много меньше длины радиоволн. **В этом случае ионосферу можно рассматривать как сплошную среду с диэлектрической проницаемостью ε_a и проводимостью σ .** Плотность тока в ней можно записать так:

$$\bar{j}_{\bar{n}\bar{\delta}} = \varepsilon_a \frac{d\bar{E}}{dt} + \sigma \dot{\bar{E}} = j\omega\varepsilon_a \dot{\bar{E}} + \sigma \dot{\bar{E}}.$$

Если считать процессы в реальной ионосфере и воображаемой сплошной среде эквивалентными, то:

$$\bar{j} = \bar{j}_{\bar{n}\bar{\delta}}.$$

Учитывая, что векторы \bar{E} и \bar{V} коллинеарные, получим скалярное уравнение:

$$j\omega\varepsilon_0 E + eNV = j\omega\varepsilon_a E + \sigma E.$$

В этом уравнении нам неизвестна скорость движения электронов V . Определим ее, используя уравнение движения на основании второго закона Ньютона:

$$m \frac{dV}{dt} + mvV = eE, \quad (4.81)$$

где m - масса электрона, а ν - число столкновений электронов с ионами и молекулами в единицу времени.

Величина mvV характеризует изменение количества движения электронов при соударениях за единицу времени и имеет смысл силы трения.

Решение уравнения (3.81) ищем в виде:

$$V = Ae^{j\omega t}. \quad (4.82)$$

После подстановки выражения (3.82) в уравнение (3.81) получим:

$$j\omega\varepsilon_0 + \frac{e^2 N_e}{m} \cdot \frac{1}{(j\omega + \nu)} = j\omega\varepsilon_a + \sigma. \quad (4.83)$$

Сопоставляя мнимые и действительные члены в уравнении (4.83), получим выражения для диэлектрической проницаемости ε и проводимости σ .

$$\varepsilon_a = \varepsilon_0 - \frac{e^2 N_e}{m(\omega^2 + \nu^2)}; \quad \varepsilon = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{e^2 N_e}{m\varepsilon_0(\omega^2 + \nu^2)}; \quad \sigma = \frac{e^2 N\nu}{m(\omega^2 + \nu^2)}. \quad (4.84)$$

Обычно рассматриваются два случая - случай “высоких частот” ($\omega^2 \gg \nu^2$) и случай “низких частот”. В обоих случаях диэлектрическая проницаемость и проводимость плазмы зависят от частоты. Коэффициент распространения (γ) для полупроводящей среды (каковой и является плазма) записывается следующим образом:

$$\gamma = \alpha - j\beta,$$

где α - коэффициент ослабления характеризует потери энергии в среде (потери обусловлены переходом энергии электромагнитных волн в тепловую энергию движения электронов и ионов),

β - коэффициент фазы характеризует скорость распространения волны в данной среде.

Для “низких” частот $\omega < \nu$, ε и σ не зависят от частоты. С другой стороны $\varepsilon \approx \sigma/\omega$, поэтому можно записать выражение для α :

$$\alpha = \sqrt{\omega \cdot \sigma / 2}.$$

Для “высоких” частот $\omega > \nu$, ε и σ зависят от частоты. В этом диапазоне частот выполняется условие $\varepsilon \ll \sigma/\omega$, $\varepsilon \approx 1$, поэтому можно записать для α :

$$\alpha = 60\sigma\lambda.$$

Затухание убывает с увеличением частоты. Следовательно, зависимость затухания от частоты описывается кривой, имеющей максимум. Можно показать, что этот максимум находится в области частот ω , близких к ν (рис.3.29). Физическая причина такой частотной зависимости поглощения радиоволн заключается в том, что в диапазон частот $\omega < \nu$ время свободного пробега электрона τ меньше периода колебаний T .

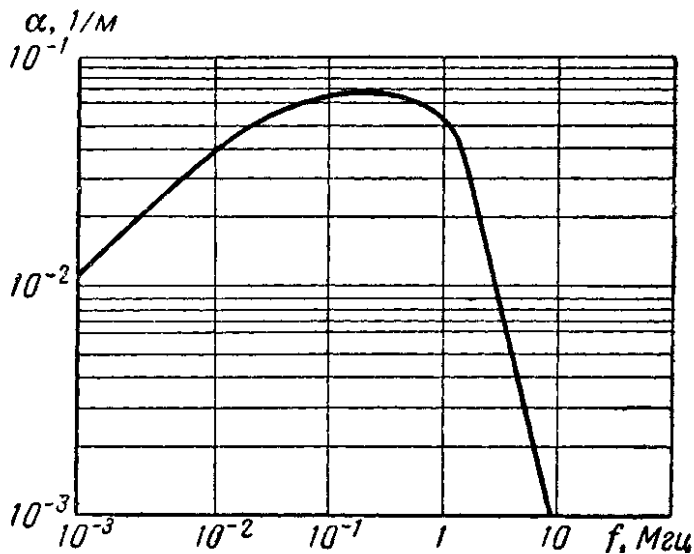


Рисунок 4.25. Зависимость α от частоты

За время $\tau < T$ электрон набирает малую часть энергии волны, и энергия волны передается нейтральным молекулам малыми порциями.

При $\omega > \nu$ и $\tau > T$ электрон успевает несколько раз переизлучить энергию, не передавая ее нейтральным молекулам. При частоте ω , близкой к ν , наблюдается явление резонанса и происходит наибольшее поглощение радиоволн. Для ионосферных слоев число столкновений $\nu = 10^3 \div 10^7$ 1/с.

При $\nu = 10^7$ 1/с условие $\omega = \nu$ выполняется для волны длиной около 200м. Поэтому в диапазоне коротких волн происходит уменьшение поглощения с повышением частоты, а в диапазоне волн длиннее 200м поглощение увеличивается с повышением частоты. Рисунок 4.25 выполнен для параметров ионизированного газа - $N_e = 10^5$ 1/м³, $\nu = 10^5$ 1/с.

Из равенства (3.84) непосредственно следует, что величина ε обращается в нуль на так называемой плазменной частоте (при $\omega > \nu$)

$$\omega_{i\ddot{e}} = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m \varepsilon_0}},$$

которую иногда называют также ленгмюровской частотой по имени физика И.Ленгмюра. Подставив в эту формулу числовые значения $m = 8.1 \cdot 10^{-31}$ кг, $e = 1.6 \cdot 10^{-18}$ Кл, $\varepsilon_0 = 8.84 \cdot 10^{-12}$ В²/м, получаем формулу для практических расчетов

$$\omega_{i\ddot{e}} = 54.41 \sqrt{N_e} \text{ с}^{-1} \quad f_{i\ddot{e}} = 8.98 \sqrt{N_e} \text{ МГц}.$$

На практике концентрация электронов такова, что плазменная частота лежит в радиодиапазоне. Так, для земной ионосферы с типичным значением $N_e \approx 10^{12} \text{ м}^{-3}$ частота $f_{\text{пэ}} \approx 9 \text{ МГц}$.

4.5.2 Влияние постоянного магнитного поля на электрические параметры плазмы. Явление гиромагнитного резонанса

Ионизированный газ ионосферы находится в постоянном магнитном поле, напряженность которого составляет 40 а/м . Присутствие постоянного магнитного поля изменяет условия движения электронов, благодаря чему изменяются и электрические параметры ионизированного газа.

Рассмотрим прежде всего, как влияет магнитное поле на движение

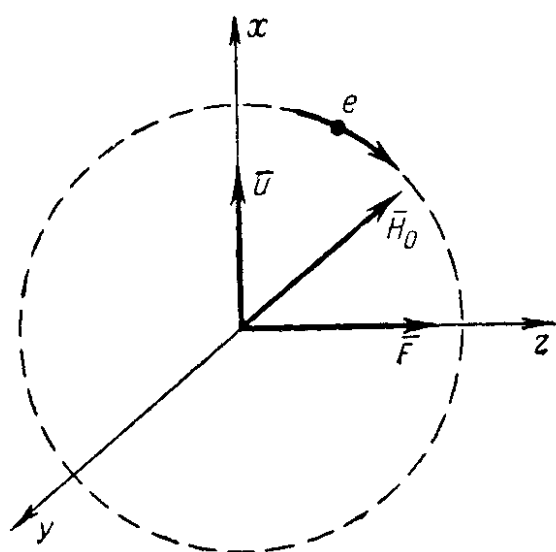


Рисунок 4.26

электрона в том случае, когда электромагнитные колебания отсутствуют и электрон обладает только скоростью теплового движения. Пусть, как показано на рис. 4.26, постоянное магнитное поле \vec{H}_0 направлено в сторону отрицательных значений оси y .

Из всей совокупности электронов для рассмотрения выберем электрон, скорость теплового движения которого совпадает с направлением оси x . На движущийся в постоянном магнитном поле электрон действует сила Лоренца F , определяемая с учетом отрицательного заряда электрона

выражением

$$\vec{F}_H = -e\mu_0[\vec{v}\vec{H}_0]. \quad (4.85)$$

В рассматриваемом случае сила F_H окажется ориентированной в направлении положительных значений оси z :

$$F_H = e\mu_0 v H_0. \quad (4.86)$$

Следовательно, в постоянном магнитном поле на электрон действует сила, нормальная к направлению его первоначального движения, и траектория движения электрона искривляется.

Радиус кривизны траектории ρ определяется из уравнения движения электрона

$$\frac{mv^2}{\rho} = e\mu_0 v H_0, \quad (4.87)$$

где в левой части записана центробежная сила, уравновешивающая силу F_H .

Из уравнения видно, что электрон движется по окружности, радиус которой определяется выражением

$$\rho = \frac{mv}{e\mu_0 H_0}.$$

Направление вращения совпадает с движением часовой стрелки, если смотреть вдоль силовых линий магнитного поля. Время обращения электрона по окружности

$$T_H = \frac{2\pi\rho}{v} = \frac{2\pi m}{e\mu_0 H_0}, \quad (4.88)$$

а частота вращения

$$f_H = \frac{1}{T_H} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e}{m} \mu_0 H_0. \quad (4.89)$$

Вращение электрона в постоянном магнитном поле называется гиромагнитным резонансом, а частота f_H - частотой гиромагнитного резонанса.

Подставляя в формулу (4.89) числовые значения входящих в нее величин и значение $\bar{H}_0 = 40 \text{ \AA} / \text{\AA}$, получаем

$$f_H = 1.4 \text{ \AA} \text{ \AA}. \quad (4.90)$$

Если рассмотреть движение иона в магнитном поле, то частота вращения иона окажется в тысячи раз меньше f_H и выйдет из диапазона радиочастот.

Вращение зарядов в ионосфере существенно усложняет анализ процессов, происходящих при распространении радиоволн в такой среде. Рассмотрим движение электрона в постоянном магнитном поле при прохождении электромагнитной волны. Для простоты будем считать, что ионы и нейтральные молекулы отсутствуют. Уравнение движения электрона в постоянном магнитном поле запишется следующим образом:

$$m \frac{d^2 \vec{l}_e}{dt^2} = -e\bar{E} - e\mu_0 \left[\frac{d\vec{l}}{dt} \bar{H}_0 \right]. \quad (4.91)$$

Второе слагаемое в правой части этого уравнения представляет силу Лоренца. Направление движения электрона не совпадает с направлением напряженности электрического поля волны и зависит от взаимного направления векторов \bar{E} и \bar{H}_0 . Следовательно, параметры среды зависят от направления распространения волны, т. е. среда становится анизотропной.

В общем случае, когда направление распространения волны составляет произвольный угол с направлением постоянного магнитного поля, анализ условий распространения волны громоздок и приводит к мало наглядным формулам. В то же время, как будет показано ниже, во всех практически важных случаях приближенно можно считать, что направление распространения волны либо совпадает с направлением поля, либо нормально к нему. Поэтому ниже рассмотрим распространение радиоволн в продольном и поперечном магнитных полях.

4.5.3 Распространение радиоволн в направлении постоянного магнитного поля

Получим выражение для диэлектрической проницаемости ионизированного газа в случае, когда направление распространения волны совпадает с направлением постоянного магнитного поля. Ориентируем ось z декартовой системы координат в этом же направлении (рис.4.27).

В этом случае вектор \vec{E} распространяющейся волны лежит в плоскости xz и, не нарушая общности, можно ориентировать ось x в направлении вектора \vec{E} .

Величину диэлектрической проницаемости ионизированного газа в присутствии магнитного поля будем определять, используя уравнение $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_y$, где \vec{P}_y - момент поляризации объема вещества.

Выше было установлено, что при отсутствии электромагнитной волны электрон движется по окружности в плоскости, нормальной к направлению постоянного магнитного поля.

Для рассмотрения процессов, происходящих при распространении волны, удобно разложить линейно поляризованную волну на две волны с круговой поляризацией и разным направлением вращения векторов \vec{A} .

С вращением вектора по часовой стрелке составляющие волны запишутся в следующем виде \vec{A} :

$$E_{x1} = \frac{E}{2}; \quad E_{y1} = -j \frac{E}{2},$$

с вращением вектора \vec{A} против часовой стрелки

$$E_{x11} = \frac{E}{2}; \quad E_{y11} = +j \frac{E}{2}.$$

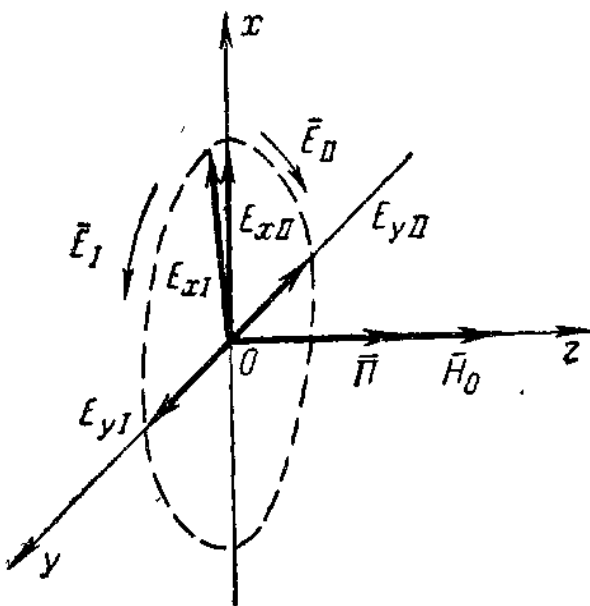


Рисунок 4.27

Если для проверки сложить составляющие этих волн по осям x и y , то получим вектор \vec{A} в направлении оси x .

Направление вращения вектора \vec{E}_1 и направление вращения электрона в постоянном магнитном поле совпадают. Смещения электрона под действием волны и постоянного магнитного поля суммируются.

Волна с электрическим полем \vec{E}_{11} сообщает электрону смещение в направлении, противоположном направлению вращения электрона в постоянном магнитном поле, и ре-

зультулирующее смещение электрона является разностью этих смещений. Следовательно, смещение, получаемое электроном под действием полей \bar{E}_1 и \bar{E}_{11} , различно. Ионизированный газ поляризуется по-разному волнами с правым и левым вращением вектора \bar{E} . Поскольку поляризация определяет диэлектрическую проницаемость вещества, последняя оказывается разной для этих двух волн. Таким образом, при распространении волны в направлении постоянного магнитного поля линейно поляризованная волна распадается на две волны, поляризованные по кругу с противоположным направлением вращения вектора \bar{E} , причем диэлектрическая проницаемость среды для этих волн различна.

Получим выражения для диэлектрической проницаемости каждой из этих волн. Для этого из уравнения движения электрона (4.91) определим вектор поляризации $\bar{\delta}_Y$. Перепишем уравнение движения электрона:

$$m \frac{d^2 \bar{l}_e}{dt^2} = -e \bar{E} - e \mu_0 \left[\frac{d \bar{l}}{dt} H_0 \right].$$

Рассматривая гармонические колебания и используя обозначения $\omega_0 = \frac{N_Y e^2}{m \epsilon_0}$ и $\omega_H = \frac{e \mu_0}{m} H_0$, после преобразований получим

$$-\omega^2 \bar{\delta}_Y = \omega_0 \epsilon_0 \bar{E} - j \omega [\bar{\delta}_Y \omega_H]. \quad (4.92)$$

Векторное уравнение (3.92) можно представить в виде системы из алгебраических уравнений. Для рассматриваемого случая эти уравнения запишутся так:

$$\begin{aligned} -\omega^2 \delta_{YX} &= \omega_0^2 \epsilon_0 E_X - j \omega \delta_{YX} \omega_H, \\ -\omega^2 \delta_{YX} &= \omega_0^2 \epsilon_0 E_Y - j \omega \delta_{YX} \omega_H. \end{aligned} \quad (4.93)$$

Решая уравнения (3.93) для составляющей волны с вращением вектора \bar{E} по часовой стрелке получим значение относительной диэлектрической проницаемости для этого случая:

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_H)} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega_H}{\omega}}. \quad (4.94)$$

Аналогично для составляющей волны с вращением вектора \bar{E} против часовой стрелки относительная диэлектрическая проницаемость запишется следующим образом:

$$\epsilon_{11} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + \omega_H)} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\omega_H}{\omega}}. \quad (4.95)$$

Рассмотрим частотную зависимость диэлектрической проницаемости ионизированного газа при распространении волны в направлении постоянно-

го магнитного поля и выясним физические явления, возникающие в процессе распространения волны.

На рис. 4.28 представлен график частотной зависимости относительных диэлектрических проницаемостей ε_1 и ε_{11} ; по оси абсцисс отложена величина ω_0^2/ω^2 .

В такой системе координат график имеет вид прямой. Здесь же пунктиром нанесен график для случая, когда постоянное магнитное поле отсутствует. В этом случае $\varepsilon = 0$ и $\omega_0^2/\omega^2 = 1$. Если имеется постоянное магнитное поле и $\frac{\omega_H}{\omega} < 1$, то $\varepsilon_1 = 0$ и $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_H}{\omega}$, а $\varepsilon_{11} = 0$ и $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 + \frac{\omega_H}{\omega}$ (рис. 4.28, а).

Составляющая поля E_{11} может распространяться в ионизированном газе большей электронной плотности, чем составляющая волны E_1 или волна в отсутствие магнитного поля.

С другой стороны, если $\frac{\omega_H}{\omega} > 1$ (рис. 4.28, б), то, как следует из уравне-

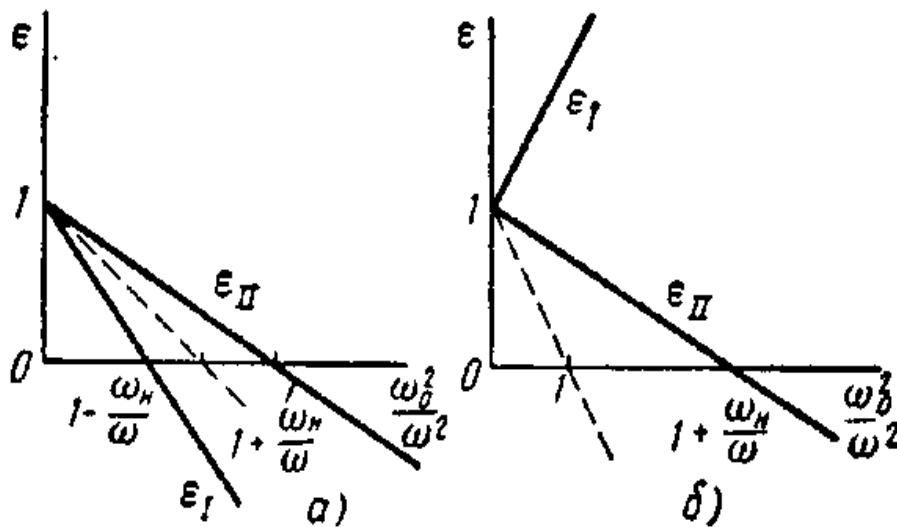


Рисунок 4.28. Частотная зависимость относительной диэлектрической проницаемости волны, распространяющейся в направлении постоянного магнитного поля:

а) – отношение $\omega_H^2/\omega^2 = 1/6$; б) – отношение $\omega_H^2/\omega^2 = 4$.

ния (4.94), значение ε_1 положительно при любом отношении $\frac{\omega_0}{\omega}$ и в ионизированном газе могут распространяться волны очень низких частот составляющей E_1 .

Для выяснения возможности распространения радиоволн в ионизированном газе при $\omega_0^2 > \omega^2$ в направлении постоянного магнитного поля рассмотрим зависимость ε от отношения ω_H/ω .

Из выражений (4.94) и (4.95) видно, что диэлектрическая проницаемость ε_{11} для составляющей волны E_{11} положительна при $\frac{\omega_H}{\omega} > 1$, диэлектрическая проницаемость ε_{11} для составляющей волны E_{11} становится положительной при $\frac{\omega_H}{\omega} > \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1$, т.е. при больших величинах постоянного магнитного поля (если $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} > 2$).

. Так, при определенных условиях сверхдлинные волны могут проходить сквозь толщу ионосферы, не отражаясь от слоя F . Это же явление используется в некоторых случаях, когда необходимо обеспечить прохождение волн через плотный слой ионизированного газа.

При распространении радиоволн в направлении постоянного магнитного поля происходит поворот плоскости поляризации распространяющейся волны.

Как указывалось выше, распространяющаяся волна распадается на две волны, поляризованные по кругу в разных направлениях и имеющие разные фазовые скорости.

Через некоторое расстояние r , которое эти волны пройдут вдоль линий постоянного магнитного поля, проекции векторов \vec{E} на координатные оси запишутся так:

$$\begin{aligned} E_{1x} &= \frac{E}{2} \cos \omega(t - \frac{r}{c} \sqrt{\varepsilon_1}); & E_{11x} &= \frac{E}{2} \cos \omega(t - \frac{r}{c} \sqrt{\varepsilon_{11}}); \\ E_{1y} &= \frac{E}{2} \sin \omega(t - \frac{r}{c} \sqrt{\varepsilon_1}); & E_{11y} &= -\frac{E}{2} \sin \omega(t - \frac{r}{c} \sqrt{\varepsilon_{11}}). \end{aligned} \quad (4.96)$$

Результирующее колебание, получающееся путем суммирования составляющих поля по осям, запишется в виде

$$\begin{aligned} E_x &= E_{1x} + E_{11x} = E \cos[\frac{\omega r}{2c}(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_{11}})] \cdot \cos[\omega t - \frac{\omega r}{2c}(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_{11}})]; \\ E_y &= E_{1y} + E_{11y} = E \sin[\frac{\omega r}{2c}(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_{11}})] \cdot \cos[\omega t - \frac{\omega r}{2c}(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_{11}})]. \end{aligned} \quad (4.97)$$

В начале координат поле было направлено по оси x . После прохождения волной расстояния r появились две синфазные составляющие поля. Поэтому в сумме они дают линейно поляризованное колебание, плоскость поляризации которого повернута относительно оси x на угол ψ :

$$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg}[\frac{\omega r}{2c}(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_{11}})]. \quad (4.98)$$

Для достаточно высоких частот $\sqrt{\varepsilon}$ можно вычислить приближенно

$$\sqrt{\varepsilon_1} = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_H)}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_H)};$$

$$\sqrt{\varepsilon_{11}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + \omega_H)}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + \omega_H)}$$
(4.99)

Угол поворота плоскости поляризации определится приближенно как

$$\psi = \frac{\omega r}{2c} \cdot \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega^3} = \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega^2} \cdot \frac{r}{2c}. \quad (4.100)$$

Составляющие волны E_1 и E_{11} , векторы которых имеют разное направление вращения, испытывают в ионизированном газе в присутствии постоянного магнитного поля различное поглощение, что приводит к появлению эллиптической поляризации суммарного колебания. При распространении волны происходит поворот большой оси эллипса и расширение эллипса за счет более интенсивного поглощения одной из волн. В пределе эллиптическая поляризация может перейти в круговую.

4.5.4 Распространение радиоволн в направлении перпендикулярном к направлению постоянного магнитного поля

Рассмотрим распространение волны в направлении, перпендикулярном к направлению постоянного магнитного поля. Пусть волна распространяется вдоль оси z , а магнитное поле направлена вдоль отрицательных значений оси y (рис. 4.29).

В этом случае вектор \vec{E} волны лежит в плоскости xoy и имеет составляющую E_x нормальную к направлению магнитного поля, и составляющую E_y , совпадающую с направлением магнитного поля.

Очевидно, что на электрон, получающий скорость под действием составляющей поля E_y магнитное поле не действует, поскольку сила Лоренца равна нулю:

$$F_H = e\mu_0[V_y H_{0y}] = 0.$$

Следовательно, в этом случае распространение волны происходит так же, как в отсутствие магнитного поля, и величина ε определяется известным выражением: $\varepsilon_{\text{ид}} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$.

На электрон, получающий скорость под действием составляющей поля E_x , действует сила Лорен-

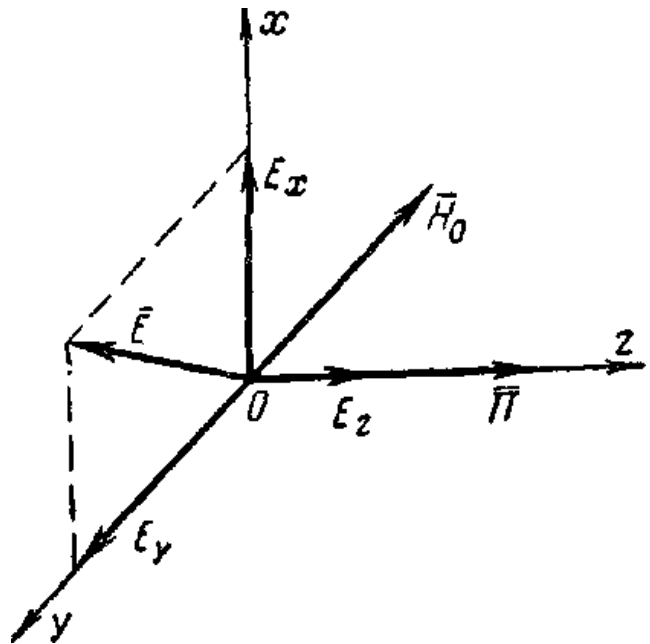


Рисунок 4.29

ца, направленная по оси z :

$$F_{Hz} = e\mu_0[V_x H_{0y}].$$

Обратимся к уравнению движения электрона и определим координатные составляющие вектора поляризации единицы объема ионизированного газа $\bar{\delta}_y$:

$$-\omega^2 \bar{\delta}_y = \omega_0^2 \varepsilon_0 \bar{E} - j\omega[\bar{\delta}_y \omega_H].$$

Скалярные уравнения будут иметь вид

$$\begin{aligned} -\omega^2 \delta_{yz} &= \omega_0^2 \varepsilon_0 E_z + j\omega\omega_H \delta_{yx}, \\ -\omega^2 \delta_{yx} &= \omega_0^2 \varepsilon_0 E_x + j\omega\omega_H \delta_{yz}. \end{aligned} \quad (4.101)$$

Кроме того, из третьего уравнения Максвелла следует, что в направлении распространения плоской волны $D = 0$. Это значит, что в рассматриваемом случае

$$D_z = \varepsilon_0 E_z + \delta_z = 0, \quad \hat{\imath} \hat{\delta} \hat{\delta} \hat{\delta} \hat{\delta} \quad E_z = -\frac{\delta_z}{\varepsilon_0}. \quad (4.102)$$

Из (4.101) определяем ρ_z и ρ_x :

$$\rho_z = -j \frac{\omega\omega_H}{\omega^2 - \omega_0^2} \rho_x; \quad \rho_x = -\frac{\omega_0^2 \varepsilon_0 E_x}{-\frac{\omega^2 \omega_H^2}{\omega^2 - \omega_0^2} + \omega^2}, \quad (4.103)$$

откуда следует

$$D_x = \varepsilon_0 E_x - \varepsilon_0 E_x \frac{\omega_0^2}{-\frac{\omega^2 \omega_H^2}{\omega^2 - \omega_0^2} + \omega^2} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{-\frac{\omega_H^2}{\omega^2 - \omega_0^2} + 1} \right) E_x$$

и, следовательно,

$$\varepsilon_{\hat{\imath} \hat{\delta} \hat{\delta} \hat{\delta}} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right) \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)}. \quad (4.104)$$

Далее, из уравнения (4.102) следует, что имеется составляющая поля в направлении распространения волны E_z . Величину E_z можно определить, подставив выражения (4.103) в (4.102):

$$E_z = -j \frac{\omega_H}{\omega} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega_H^2 - \omega^2 + \omega_0^2} E_x. \quad (4.105)$$

Из рассмотренного видно, что волна, распространяющаяся нормально к силовым линиям постоянного магнитного поля, распадается на две составляющие. Вектор \bar{E} первой составляющей волны совпадает по направлению с линиями постоянного магнитного поля и оно не влияет на распространение волны. Эта волна называется обыкновенной.

Вектор \vec{E} второй составляющей волны нормален к силовым линиям постоянного магнитного поля. Эта волна распространяется с фазовой скоростью, определяемой диэлектрической проницаемостью по формуле (4.104). При этом появляется составляющая напряженности поля вдоль направления распространения, не совпадающая по фазе с поперечной составляющей, и поле оказывается эллиптически поляризованным в плоскости распространения волны. Такая волна называется необыкновенной.

Частотные зависимости относительных диэлектрических проницаемостей обыкновенной и необыкновенной волн представлены на рис. 4.30.

Относительная диэлектрическая проницаемость обыкновенной волны равна нулю при $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1$. Относительная диэлектрическая проницаемость необыкновенной волны обращается в нуль при двух значениях $\frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, если $\frac{\omega_H}{\omega} < 1$ (рис. 4.30, а). Действительно, из уравнения (.104) следует, что при $\varepsilon_{i\ddot{a}a} = 0$

$$\frac{\omega_H^2}{\omega^2} = \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2, \text{ откуда } \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 \pm \frac{\omega_H}{\omega}.$$

Составляющие обыкновенной и необыкновенной волн претерпевают при распространении различное поглощение (в условиях ионосферы больше поглощается составляющая необыкновенной волны).

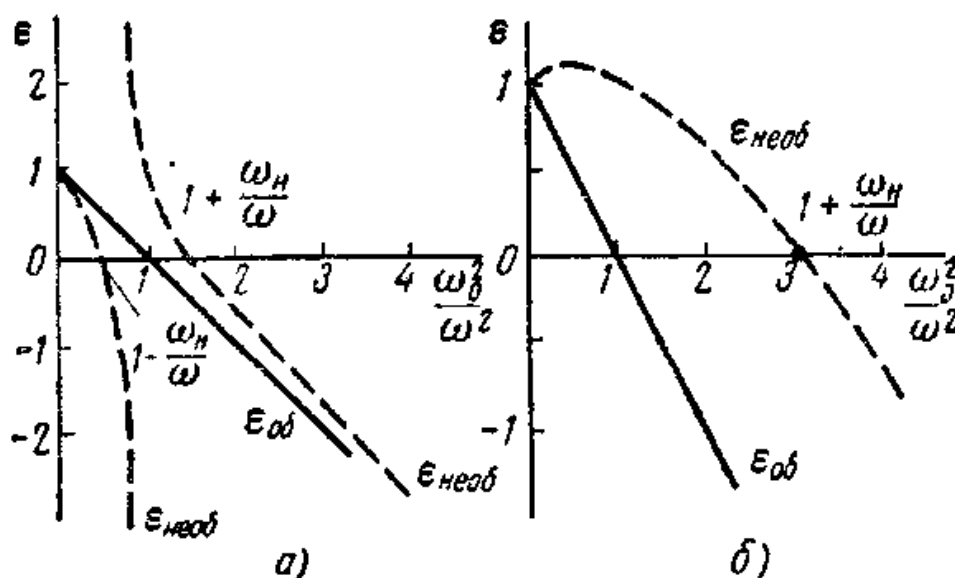


Рисунок 4.30. Частотная зависимость относительной диэлектрической проницаемости волны, распространяющейся в направлении, перпендикулярном к направлению постоянного магнитного поля:

а) – отношение $\frac{\omega_H}{\omega} = \frac{1}{4}$; б) – отношение $\frac{\omega_H}{\omega} = 4$.

4.5.5 Распространение радиоволн, направленных под произвольным углом к направлению постоянного магнитного поля

Пусть волна распространяется в направлении оси z , а вектор постоянного магнитного поля \vec{H}_0 составляет с осью угол γ (рис. 4.31). В этом случае вектор \vec{H}_0 можно разложить на две составляющие

$$H_{i\ddot{i}i} = H_0 \sin \gamma,$$

$$H_{i\delta} = H_0 \cos \gamma.$$

В соответствии с этим можно определить

$$\omega_{i\ddot{i}i} = \mu_0 \frac{e}{m} H_{i\ddot{i}i},$$

$$\omega_{i\delta} = \mu_0 \frac{e}{m} H_{i\delta}.$$

Рассматривая уравнение движения электрона в общем случае, после довольно громоздких выкладок получаем следующее выражение для относительной диэлектрической проницаемости ионизированного газа:

$$\varepsilon = 1 - \frac{2\omega_0^2}{2\omega^2 - \frac{\omega_{i\ddot{i}i}^2}{\omega^2} \pm \left[\frac{\omega_{i\ddot{i}i}^4}{\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2 + 4\omega^2 \omega_{i\delta}^2} \right]^{1/2}}. \quad (4.106)$$

В общем случае волна распадается на две составляющие, распространяющиеся с различными фазовыми скоростями, что характеризуется различными знаками перед квадратной скобкой в знаменателе формулы (4.106). Обе составляющие оказываются поляризованными по эллипсу и претерпевают различное поглощение.

Из рассмотрения выражения (4.108) видно, что его можно упростить и свести к рассмотренным выше случаям продольного и поперечного распространения волн.

Действительно, если

$$\frac{\omega_{i\ddot{i}i}^4}{\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2} \gg 4\omega^2 \omega_{i\delta}^2, \quad (4.107)$$

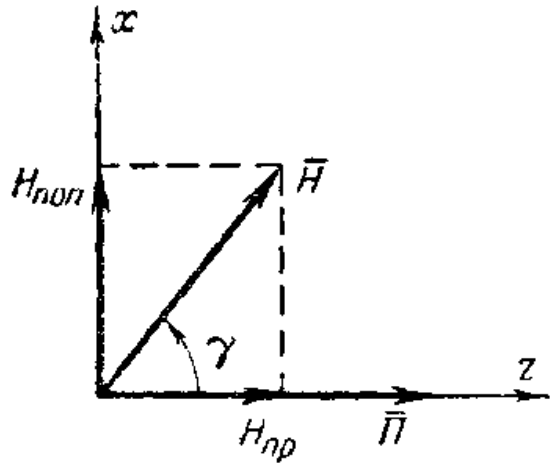


Рисунок 4.31

то последним членом в знаменателе можно пренебречь, в результате чего получим два значения ε , соответствующие обыкновенной и необыкновенной волнам при распространении в поперечном магнитном поле. Это случай квазипоперечного распространения волн. Если

$$\frac{\omega_{iii}^4}{\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2} \ll 4\omega^2\omega_{i\delta}^2, \quad (4.108)$$

то, пренебрегая малым членом, получим значения ε , соответствующие продольному распространению радиоволн. Это случай квазипродольного распространения волн. Необходимо отметить, что выполнение неравенств (4.107) и (4.108) зависит не только от направления постоянного магнитного поля, т. е. от соотношения ω_{iii} и $\omega_{i\delta}$, но и отношения $\frac{\omega_0}{\omega}$.

Очевидно, если $\frac{\omega_0}{\omega} \rightarrow 1$, то даже при малых углах γ распространение волн является квазипоперечным.

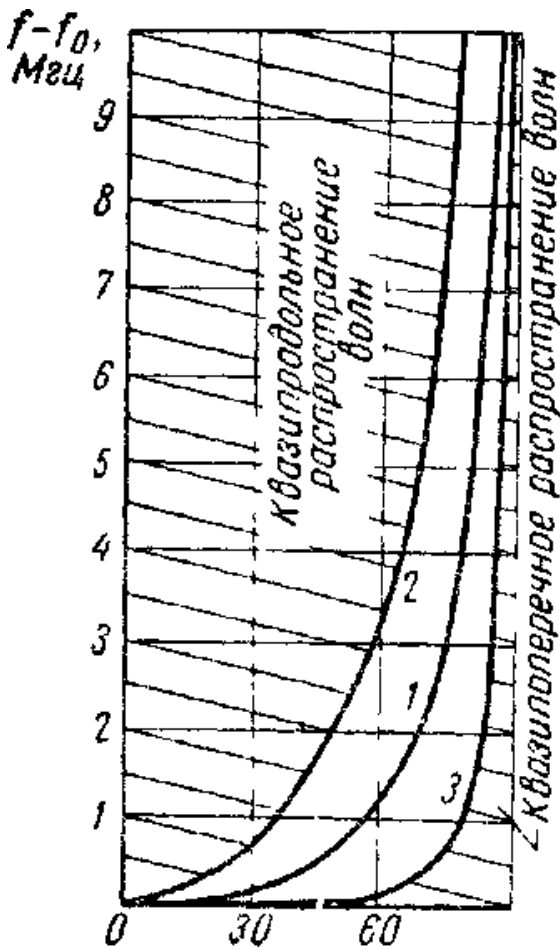


Рисунок 4.32

При $\frac{\omega_0}{\omega} \ll 1$ в широком диапазоне изменения углов γ распространение волн является квазипродольным.

Поскольку отношение $\frac{\omega_0}{\omega} = 1$ выполняется в области, где происходит отражение радиоволн, а отношение $\frac{\omega_0}{\omega} \ll 1$ соответствует прохождению волн в ионизированном газе, можно сделать вывод, что при отражении имеет место квазипоперечное распространение, а при прохождении - квазипродольное распространение волн. Рис. 4.32 иллюстрирует это положение.

Здесь по оси абсцисс отложены углы γ в градусах, а по оси ординат величины

$(f - f_0)$ в мегагерцах. Кривая 1 соответствует равенству правой и левой частей неравенства (3.105), кривая 2 - условию

$$\frac{\omega_{iii}^4}{\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2} = 10 \cdot (4\omega^2\omega_{i\delta}^2), \text{ кривая 3 — усло-}$$

$$\text{вию } \frac{10\omega_{ii}^4}{\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2} = 4\omega^2\omega_{ii}^2.$$

Таким образом, область левее кривой **2** соответствует квазипродольному распространению, а область правее кривой **3** - квазипоперечному распространению радиоволн.

Наибольшее влияние на распространение радиоволн магнитное поле оказывает в том случае, когда рабочая частота близка к гирочастоте. Для ионосферы это соответствует средним волнам. Однако такие явления, как поворот плоскости поляризации, наблюдается в диапазоне коротких волн и даже в диапазоне УКВ.

4.5.6 Отражение радиоволн в присутствии постоянного магнитного поля

При вертикальном падении волны на слой ионосферы отражение происходит в той области высот, где относительная диэлектрическая проницаемость ионизированного газа обращается в нуль. В п. 4.5.5 показано, что при отражении волн от ионизированного газа распространение радиоволн справедливо рассматривать как квазипоперечное. Обращаясь к выражению (3.102), видим, что условие $\varepsilon = 0$ выполняется при: для обыкновенной волны $\omega_0^2 = \omega^2$, для необыкновенной волны $\omega_0^2 = \omega^2 \pm \omega\omega_H$.

Поскольку величина ω_0 определяется электронной плотностью, отражение волн происходит при трех различных значениях электронной плотности, т.е. на разных высотах ионосферы.

На рис. 4.33 схематически показаны уровни электронной плотности, на которых происходит отражение обыкновенной и необыкновенной волн. Отражение необыкновенной волны может происходить от двух уровней электронной плотности - ниже и выше уровня отражения обыкновенной волны. Обычно наблюдается отражение только от нижнего уровня, а часть энергии, отразившаяся выше уровня отражения обыкновенной волны, поглощается.

В силу того, что для отражения необыкновенной волны требуется меньшая

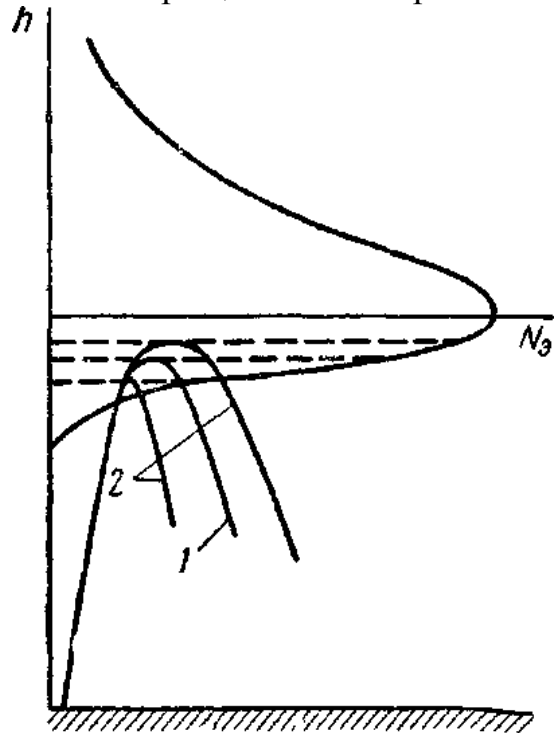


Рисунок 4.33. Отражение радиоволн в присутствии постоянного магнитного поля:

- 1 – обыкновенная волна;
- 2 – необыкновенная волна.

электронная плотность, чем для отражения обыкновенной волны при равных частотах волн, критическая частота необыкновенной волны оказывается выше частоты обыкновенной волны. Разницу критических частот легко получить из выражения

$$\omega^2 - \omega\omega_H - \omega_0^2 = 0,$$

откуда

$$\omega = \frac{\omega_H}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_H}{2}\right)^2 + \omega_0^2}.$$

В области отражения коротких волн выполняется соотношение $\left(\frac{\omega_H}{2}\right)^2 \ll \omega_0^2$ и приближенно можно записать $\omega \approx \frac{\omega_H}{2} + \omega_0$.

Подставляя числовое значение $f_H = 1.4 \text{ МГц}$, получаем величину $f_{\text{крит.н.}}$:

$$f_{\text{крит.н.}} \approx f_{\text{крит.о.}} + \frac{f_H}{2} = f_{\text{крит.о.}} + 0.7 \text{ МГц}.$$

Такая разница в критических частотах получается экспериментально.

При наклонном падении радиоволн на ионосферу волны, отразившиеся на разной высоте, попадают в разные точки земной поверхности, как это показано на рис. 4.33. При импульсной модуляции сигнала наблюдаются два импульса, имеющих различное время запаздывания.

5 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ [8]

Основные тенденции развития микроэлектроники обусловлены идеологией больших и сверхбольших интегральных схем. Развитие интегральных схем идет в направлении освоения субнаносекундных времен срабатывания и субмикронных размеров компонентов сверхвысоких уровней интеграции. Эти достижения реализованы на основе транзисторной схемотехники и системотехники, что соответствует традиционному пути развития микроэлектроники. ***Интегральная электроника использует классические методы схемной радиотехники, теорию электрических цепей и основана на принципе технологической интеграции статических неоднородностей*** - потенциальных барьеров, к которым относятся легированные разными примесями полупроводниковые области активных компонентов интегральных схем (диодов, транзисторов), металлические и диэлектрические участки кристалла.

Функциональными идеями современной микроэлектроники являются микроминиатюризация и интеграция. Обе эти идеи - прежде всего, технологические. Их пределы ограничены физико-техническими принципами сохранения работоспособности основной транзисторной структуры.

Уменьшение топологических размеров активных областей до величин порядка сотен нанометров приводит к появлению квантоворазмерных эффектов, проявляющихся в электронных системах пониженной размерности. Достижение таких размеров связывают с началом эры наноэлектроники, как дальнейшего этапа развития микроэлектроники.

Параллельным направлением развития твердотельной электроники, свободной от ограничений интегральной электроники, является функциональная электроника. Суть функциональной электроники определяется принципами физического моделирования, реализуемого преимущественно на базе твердого тела.

Интеграция в функциональной электронике параметрическая, интегрируются функции преобразования, что исключает схемотехнический принцип их формирования, и следовательно, компонентную и элементную интеграцию. ***Основу функциональной электроники составляет физика твердого тела.*** Физические процессы и явления, происходящие в твердом теле, моделируют функции передачи и преобразования, определяемые алгоритмами обработки массивов информации. Другими словами, функциональная электроника основана не на схемной радиотехнике с использованием статических неоднородностей (потенциальных барьеров) и технологической интеграции, характеризующих интегральную электронику, а на физических принципах интеграции динамических неоднородностей (электрические и магнитные домены, магнитные вихри, волны деформации, зарядовые пакеты и др.), возникающих в твердом теле в процессе эксплуатации электронной системы.

Статические неоднородности играют в функциональной электронике лишь вспомогательную роль, чаще всего при вводе и выводе информации.

Динамические неоднородности в однородном объеме твердого тела являются непосредственными носителями информации и в отличие от статических неоднородностей создаются не в процессе изготовления электронного устройства, а под действием внешних факторов при функционировании электронного устройства. Динамические неоднородности, естественно, могут перемещаться по объему тела, возникать и исчезать, взаимодействовать друг с другом, изменять свои характеристики в зависимости от функциональных задач.

Кинетика динамических неоднородностей не вызывает дефектообразования в кристалле, поэтому в принципе устройства функциональной электроники более надежны, чем устройства интегральной электроники. Кроме того, мир физических явлений и процессов в твердом теле столь богат и разнообразен, что практически любая функция передачи может быть реализована методами функциональной электроники.

Таким образом, *функциональная электроника — это направление электроники, основанное на физике твердого тела и принципе физического моделирования при осуществлении приема, переработки, хранения, передачи и отображения информации*, при этом принцип физического моделирования реализуется с помощью физической интеграции динамических неоднородностей. В отличие от хорошо известного метода электромоделирования, в котором физические процессы и явления моделируются процессами в электрической схеме на основе теории цепей, при физическом моделировании, наоборот, само физическое явление моделирует заданную функцию.

Дальнейший прогресс в создании сложных систем приема, передачи и обработки больших массивов информации в значительной степени будет обусловлен развитием и внедрением устройств функциональной электроники.

Функциональная, не схемотехническая, электроника развивается не в качестве альтернативы, исключения интегральной электроники, а параллельно; они взаимно дополняют друг друга. Более того, создаются *функциональные электронные системы, содержащие столь большую долю статических неоднородностей, сформированных традиционной интегральной технологией, что разработчики называют такие системы функционально-интегрированными*.

Так, устройства на акустических волнах относятся к функциональной электронике, хотя и содержат частично элементы схемотехнические, в частности, встречноштыревые электроды.

В устройствах же на основе приборов с зарядовой связью доля статических неоднородностей столь велика, что их целесообразно относить к функционально-интегрированным системам.

5.1 Пространственный заряд в электронных лампах [12]

Электромагнитное поле и электрически заряженные частицы вещества обладают свойствами, не сводимыми к механическим, и требуют специального подхода.

С современной точки зрения электрический заряд - это характеристика элементарной частицы, определяющая ее электромагнитные взаимодействия (подобно массе, определяющей гравитационные взаимодействия). Заряд может быть равен нулю (например, у «атомов света» - фотонов) или $\pm ne$, где e - элементарный заряд, n - целое число.

Таким образом, всякий макроскопический заряд равен алгебраической сумме элементарных зарядов (*в этом состоит свойство аддитивности заряда*).

Из этого следует, что при строгих формулировках нужно говорить о заряженной частице (или заряженной материальной точке, если допустима такая идеализация), но обычно говорят просто о зарядах (в частности, точечных).

Макроскопические тела, гравитационное притяжение которых практически незаметно (малые массы), при некоторых воздействиях на них обнаруживают заметное взаимное притяжение или отталкивание. Так, при трении некоторых тел друг о друга (точнее, при их соприкосновении, так как трение лишь увеличивает число соприкасающихся элементов поверхности) оба тела, например, стекло и кожа, начинают притягиваться друг к другу, или, как называют это свойство, электризуются.

При этом электризация стекла является (по определению, имеющему чисто условный характер) положительной, а кожи - отрицательной. Если же, например, эбонит тереть о шерсть, то он электризуется отрицательно, а шерсть - положительно.

Под влиянием *различных факторов электрические свойства тела могут изменяться, например, при освещении или нагревании газ становится проводником*. Есть и такие вещества, у которых *в зависимости от внешних условий (температуры, освещения, примесей и т.д.) проводимость изменяется в очень широких пределах*, практически в интервале значений, характерных для диэлектрических и проводящих тел. Их называют *полупроводниками*. Процесс электризации заключается в перераспределении зарядов, имеющих в телах, в результате этого тела приобретают заряды противоположных знаков. Опыт показывает, что при электризации заряды не порождаются, а лишь разделяются и перераспределяются между физическими телами. Например, при электризации трением перераспределяются электроны - элементарные отрицательные заряды. Проявляющиеся при этом силовые взаимодействия объясняются тем, что каждое из тел оказывается в электростатическом поле, создаваемом другим наэлектризованным телом. Можно утверждать, что и при соприкосновении двух разноименно заряженных проводников, когда внешнее проявление зарядов полностью или частично исчезает, мы имеем дело не с

уничтожением зарядов, но с таким их перераспределением, при котором они не создают заметных внешних эффектов.

Так как заряды не создаются, а лишь перераспределяются, **то в замкнутых системах всегда выполняется закон сохранения электрических зарядов - алгебраическая сумма электрических зарядов в замкнутой системе постоянна.**

Под *замкнутой системой* при этом понимается такая изолированная система, через границы которой не проникает никакое вещество, но гравитационное или электромагнитное поле (например, свет, т.е. переменное во времени и пространстве электромагнитное поле) может проникать через эти границы.

До сих пор мы говорили о точечных, линейных, поверхностных или объемных зарядах. Пространственные заряды под влиянием различных факторов (например, электрического поля) могут изменять свою конфигурацию, положение в пространстве и величину.

Практически важным применением пространственного заряда является ток в вакуумных приборах, где давление понижено до состояния технического вакуума, когда можно не считаться с остатками газа (хотя даже при наилучших современных разрежениях еще остается громадное число молекул, порядка 10^{10} м^3).

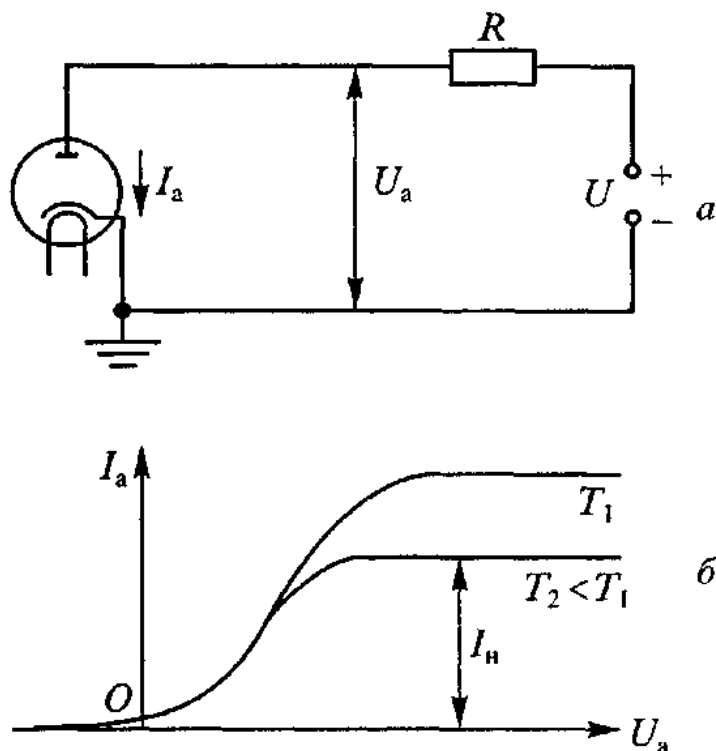


Рисунок 5.1 – Термоэлектронная эмиссия

Для получения заряда необходимо ввести в вакуум заряженные частицы. Обычно это электроны, освобождаемые из катода либо при его нагревании (термоэлектронная эмиссия), либо при освещении подходящим по составу светом (фотоэмиссия).

Явление термоэлектронной эмиссии было открыто Т. А. Эдисоном (1847-1931) в 1887г.

В вакуумных термоэмиссионных приборах (электронных лампах) источником электронов (катодом) служит либо металлическая нить, нагреваемая вспомогательным током, либо подобная же нить, окруженная

нагреваемым ею тонкостенным цилиндром, покрытым слоем оксидов. Преимуществом второй конструкции является одинаковость потенциала по всей

поверхности катода; обычно этот потенциал принимается за нулевой. В обоих случаях катод окружен металлическим цилиндром (анодом), на который обычно подают положительный относительно катода потенциал. При этом в анодной цепи, содержащей какой либо рабочий участок (резистор, колебательный контур и т.д.), течет некоторый ток I_a (рис. 5.1, а). Если на анод подать достаточный отрицательный потенциал, то электрическое поле между анодом и катодом затормозит вылетающие электроны и ток полностью прекратится («запирание» лампы). Если катод холодный, то разность потенциалов в лампе изменяется пропорционально логарифму расстояния от поверхности нити. При протекании тока в лампе всегда существует пространственный электронный заряд (электронное облако), изменяющий распределение потенциала в лампе. Присутствие электронов уменьшает напряженность поля тем сильнее, чем выше концентрация электронов, т. е. тем сильнее, чем меньше расстояние до катода. При увеличении потенциала анода U_a облако постепенно рассеивается, сила тока через лампу увеличивается; она сложно зависит от анодного потенциала, так как движение электронов через лампу определяется не только внешним полем, но и полем, созданным электронным облаком; это поле, препятствует движению электронов. Поэтому вольтамперная характеристика лампы нелинейна (рис. 5.1, б). В своей начальной части она описывается простым соотношением:

$$I = CU_a^{3/2}, \quad C = \text{const.}$$

При достаточно большом потенциале анода пространственный заряд рассасывается и ток достигает насыщения.

Сила тока насыщения I_n описывается уравнением Ричардсона (О.Ричардсон, 1879-1959):

$$I_i = SaAT \exp\left(-\frac{eU_e}{kT}\right),$$

где S - площадь поверхности катода, T - его температура, A - постоянная для всех металлов величина ($A = 1.2 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{и}^{-2} \cdot \text{K}^2$), kT - средняя энергия беспорядочного движения атомов металла около их положений равновесия, eU_e - работа выхода электрона с поверхности металла.

При вылете электронов металл заряжается положительно и на границе металл - вакуум возникает скачок потенциала U_k , препятствующий дальнейшему вылету электронов и удерживающий уже вылетевшие немногочисленные электроны вблизи границы. Чтобы преодолеть этот скачок потенциала, и нужно совершить работу. У чистых металлов работа выхода составляет несколько электронвольт. У оксидов работа выхода значительно меньше, что облегчает термоэмиссию электронов и снижает расход энергии на нагревание катода.

Так как двухэлектродная лампа (ламповый диод), подобно полупроводниковому диоду, обладает односторонней проводимостью, то ее можно использовать для выпрямления тока или для преобразования радиосигналов.

Преимущество ламповых диодов заключается в меньшем, чем у полупроводниковых диодов, обратном токе и меньшей зависимости от температуры окружающего пространства. Недостатками являются необходимость источника питания нити накала (на схемах он никогда не изображается) и большая емкость. Поэтому в области очень высоких частот (выше 10^7 Гц) применяются только полупроводниковые приборы.

Если сделать полупроводниковый прибор с двумя *p-n* - переходами или впаять в лампу (ближе к катоду) дополнительный сетчатый электрод, то такие приборы - транзисторы и триоды соответственно - приобретают новые, ценные качества.

Физические принципы работы приборов с зарядовой связью (ПЗС) [8, 15]

С физической точки зрения этот класс приборов интересен тем, что

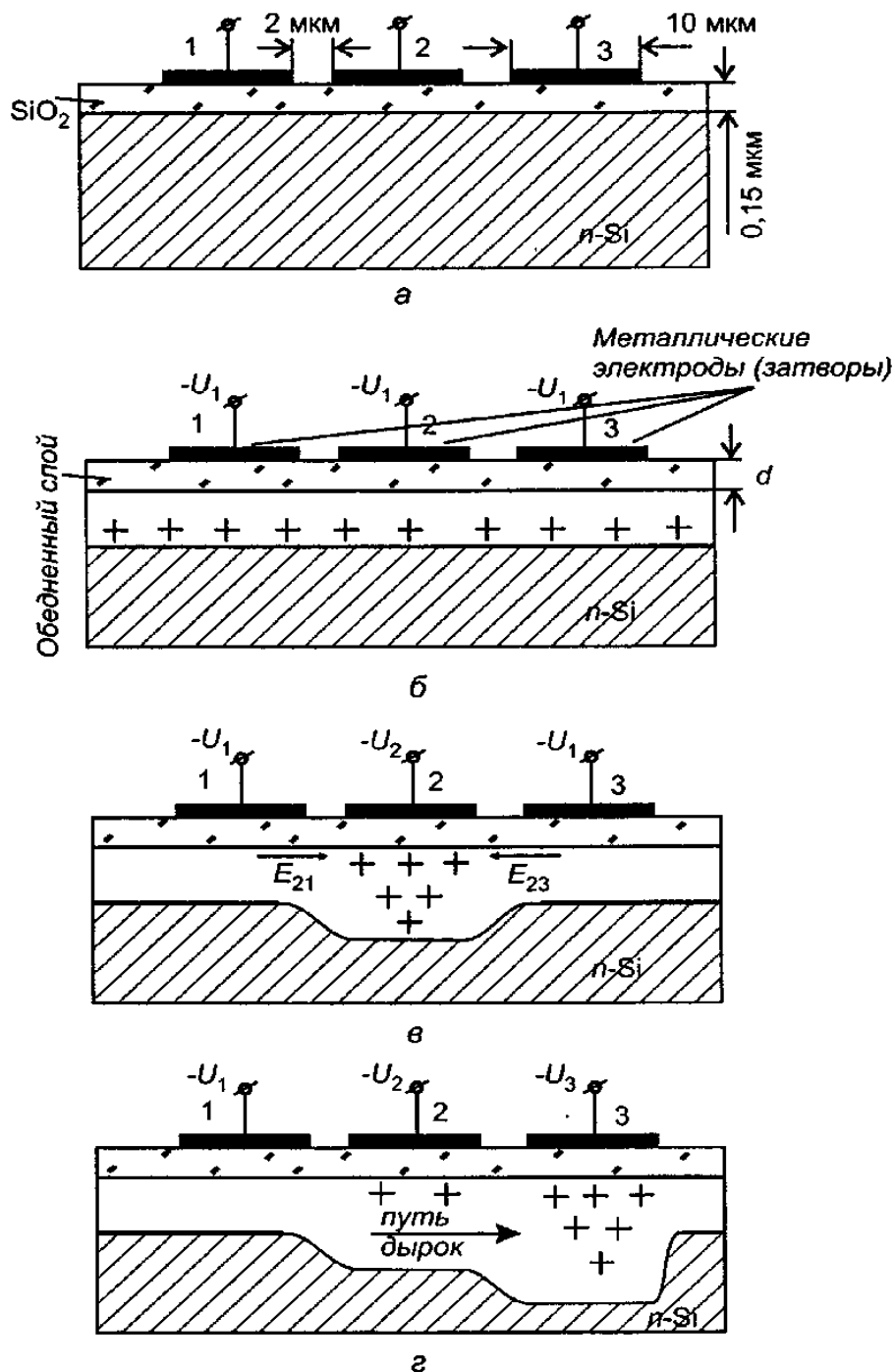


Рисунок 5.2. Структура ПЗС (а) и пояснения принципа его работы:
б – режим покоя, в – режим хранения, г – режим записи

электрический сигнал в них формируется не током или напряжением, как в большинстве твердотельных устройств, а зарядом. Физические принципы ПЗС дают возможность применить новые, интересные схемотехнические идеи и методы, открывающие путь к построению разнообразных систем обработки сигналов. Со времени своего появления это направление полупро-

водниковой электроники бурно развивается. В первую очередь этому способствовало возможность применения для изготовления ПЗС технологических процессов, ранее разработанных для создания интегральных микросхем типа металл – окисел - полупроводник (МОП).

Приборы с зарядовой связью изобретены в 1969 г., когда В. Бойли Дж. Смит предложили реализовать принцип зарядовой связи в цепочке МДП-элементов, расположенных на одной подложке.

Приборы с зарядовой связью (ПЗС) представляют собой систему взаимодействующих МДП-структур, расположенных на общей полупроводниковой подложке. Взаимодействие обеспечивается малым расстоянием между МДП-структурами, составляющим величину порядка 2 мкм.

Функциональные устройства на основе МДП-структур содержат большой процент статических неоднородностей в виде границ раздела двух сред, металлических электродов и межсоединений и создаются технологическими методами интегральной микроэлектроники, поэтому *эти устройства* можно отнести к *функционально-интегрированным системам*.

ПЗС нашли широкое применение для приема, обработки и воспроизведения информации, в том числе и информации, представляемой в виде изображения.

На рис. 5.2 представлена структура ПЗС на основе n - Si, примерные ее размеры и схематично показан принцип ее функционирования. Если к металлическим электродам, называемым по аналогии с МДП-транзисторами затворами, приложить отрицательное напряжение U , то под затворами образуются обедненные электронами слои, глубина которых зависит от величины смещения

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U}{eN_d^+}},$$

где ε — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, N_d^+ — концентрация ионизованных доноров.

Поскольку расстояние между МДП-элементами небольшое, то их обедненные слои сливаются в единый слой. Если ко всем затворам приложено одинаковое напряжение U_1 , то обедненный слой вдоль всей поверхности имеет одну и ту же глубину (рис. 5.2, б). Если же к какому-либо затвору, например, второму 2, приложено большее по абсолютному значению напряжение $|-U_2| > |U_1|$, то под ним возникает более глубокий обедненный слой (рис. 3.1, в). При этом геометрическому изменению обедненного слоя соответствует изменение потенциального рельефа под затворами: в области увеличения обедненного слоя будет минимальное значение потенциала, т. е. возникает потенциальная яма для свободных дырок (по абсолютному значению максимальное значение потенциала).

Так как $|-U_2| > |U_1|$, то на границах затвора 2 с затворами 1 и 3 электрические поля E_{21} и E_{23} препятствуют выходу положительных дырок из-под за-

творя **2** (рис. 3.1, в), и если каким-либо способом инжектировать дырки в потенциальную яму под затвором **2**, то они могут находиться в этой области продолжительное время. Время их нахождения в потенциальной яме определяется не только тормозящими полями на ее границе, но и отсутствием свободных электронов, с которыми дырки могли бы рекомбинировать.

Это состояние в ПЗС называется режимом хранения, а напряжение U_2 - напряжением хранения.

Очевидно, что общий положительный заряд под затвором задается напряжением на затворе, поэтому инжекция дырок должна приводить к уменьшению ионизованных доноров в обедненном слое, т. е. к уменьшению глубины этого слоя. Следовательно, максимальный заряд дырочного пакета будет определяться условием, когда глубина обедненного слоя станет равной. В этом случае тормозящие поля исчезнут и инжектированные дырки равномерно распределяться вдоль поверхности.

Максимальный заряд дырок под затвором равен

$$Q_{\max} = (U_2 - U_1)C_0S_C,$$

где S_3 -площадь затвора, C -удельная емкость диэлектрика, $C_0 = \varepsilon_a \varepsilon_0 / d$ (d -толщина диэлектрика).

Положительный пакет, хранящийся под затвором, на нашем рисунке под вторым, можно переместить под соседний затвор. Для реализации этого процесса перемещения дырок приложим к затвору **3** отрицательное напряжение $-U_3$ большее по абсолютному значению, чем напряжение $-U_2$ на втором затворе (рис. 5.2, г). Тогда на границе второго и третьего затворов возникнет электрическое поле, способствующее движению дырок к третьему затвору. Положительный пакет переместится под третий затвор и здесь останется, поскольку следующий, четвертый, затвор находится под напряжением $|U_4| < |U_3|$ и на границе третьего и четвертого затворов будет действовать тормозящее для дырок электрическое поле. Процесс перевода зарядового пакета от одного затвора к другому называют режимом записи информации, или режимом переноса, а напряжение $-U_3$, обеспечивающее этот перевод, — напряжением записи.

В процессе записи происходят потери заряда, которые могут быть обусловлены захватом дырок на приповерхностные ловушки и самим асимптотическим процессом перетекания дырок, при котором за время записи не все дырки успеют перейти под соседний затвор.

Наиболее наглядно работу ПЗС можно рассмотреть на примере трехтактного сдвигового регистра, структура которого и схема его работы представлены на рис. 5.3. На этом же рисунке показан и один из способов ввода и вывода дырочного пакета с помощью p - n -переходов.

При подаче отрицательного напряжения $-U_1$ на шину A под затворами

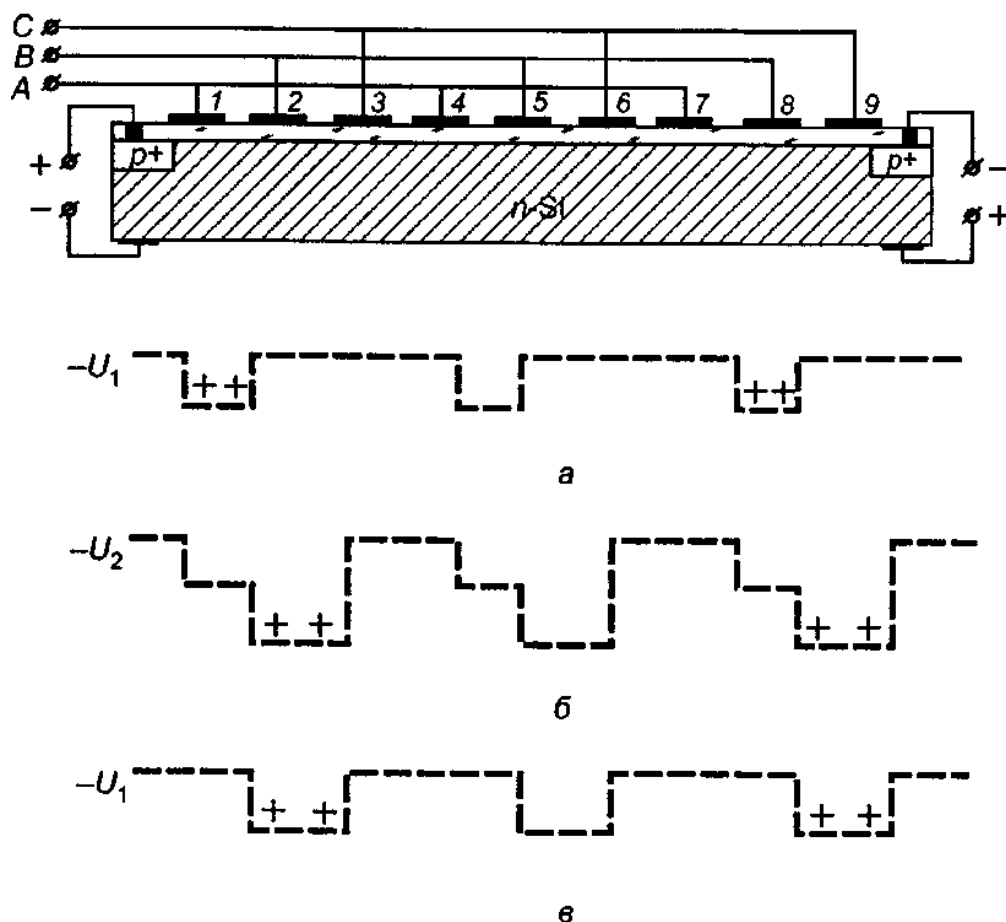


Рисунок 5.3. Трехтактный регистр сдвига на ПЗС

1, 4 и 7 возникает потенциальная яма для дырок — неосновных носителей подложки из $n-Si$. Если в потенциальные ямы под затворами, например, 1 и 7, введен дырочный пакет, несущий какую-либо информацию, с помощью инжекции через $p-n$ -переход или локальным освещением или другим способом, то дырки остаются некоторое время в ямах. Так осуществляется режим хранения информации. В отличие от рис. 5.2, объясняющего принцип работы ПЗС, на электроды регистра мы не подаем общий потенциал, создающий однородный слой обеднения, а сразу включаем напряжение хранения и перенос носителей осуществляем с помощью тактового напряжения, проходящего через нуль. Для этого прикладываем к шине B отрицательное напряжение $|U_2| > |U_1|$ и создаем под затворами 2, 5 и 8 более глубокие потенциальные ямы, куда перетекут дырки из ближайших ям ($1 \rightarrow 2, 7 \rightarrow 8$). Так реализуется режим записи, или переноса, информации.

После этого напряжение с шины A снимается, а напряжение на шине B понижается до напряжения хранения $|-U_1|$.

При следующем такте на шину C подается напряжение $-U_2$ и пакет дырок перейдет в потенциальные ямы под затворы 3 и 9. Для того чтобы за-

ряд, инжектированный $p-n$ -переходом, прошел через всю структуру и оказался в области пространственного заряда выходного $p-n$ -перехода, необходимо все затворы присоединить к трем шинам, как показано на рис. 5.3, и на шины A, B, C подавать тактовые импульсы напряжения в такой последовательности:

$$-U_1, -U_2, 0 \rightarrow 0, -U_1, -U_2 \rightarrow -U_2, 0, -U_1.$$

Время передачи заряда от затвора к соседнему затвору определяется длиной затвора L

$$t = \frac{L^2}{2.5D_p},$$

где D_p — коэффициент диффузии дырок. При длине затвора $L = 20 \text{ мкм}$ t составляет 0.2 мкс.

Естественно, что время передачи должно быть меньше времени существования потенциальных ям.

Таким образом, основная причина продвижения неосновных носителей зарядов — диффузия.

Типичные значения напряжения хранения $|-U_1| \approx 10 \div 15 \text{ В}$, напряжения записи $|U_2| \approx 20 \div 25 \text{ В}$. Поскольку на выходном $p-n$ -переходе действует обратное смещение, дырки, переходящие от 8-го затвора к 9-му, захватываются полем перехода и дают импульс тока в выходной цепи.

Реализованы и двухтактные регистры сдвига. В таких регистрах электроды каждого второго ПЗС соединены с одной из двух управляющих шин. Для обеспечения однонаправленного перемещения зарядовых пакетов, например слева направо, электроды в таких системах делаются несимметричными: левый край электрода лежит на более толстой пленке диэлектрика, чем правый. В результате в правой части электрода, где диэлектрик тоньше, напряженность поля в полупроводнике будет сильнее, глубина потенциальной ямы больше. Несимметричность электрического поля обеспечивает движение пакета зарядов вправо, препятствуя его движению влево.

Двухтактная структура обеспечивает более высокую плотность компонентов, чем в трехтактном регистре сдвига, и более высокую степень их интеграции, а также большее быстродействие ($v_{\max} = 20 - 50 \text{ ГГц}$). Напомним, что в обычном трехтактном регистре сдвига $v_{\max} = 6 - 15 \text{ ГГц}$.

Как отмечалось выше, при передаче заряда от одного элемента к другому происходит частичная потеря заряда. Эффективность передачи характеризуется либо коэффициентом потерь, равным отношению потери заряда $\Delta Q = Q_0 - Q_b$ при передаче к величине Q_0 передаваемого заряда ($\Delta Q/Q_0$) либо коэффициентом эффективности

$$\eta = 1 - \frac{\Delta Q}{Q_0} = \frac{Q_b}{Q_0},$$

равным отношению заряда на выходе Q_b ПЗС к величине заряда, инжектированного на входе Q_0 .

При зазоре между затворами 2—3 мкм и времени передачи (записи) между двумя смежными элементами 20—50 нс коэффициент потерь на единичной передаче составляет $(2-5) \cdot 10^{-4}$. Такой коэффициент потерь позволяет использовать сотни МДП-элементов в ПЗС без регенерации.

Время записи 20—50 нс соответствует максимальной тактовой частоте $f_{T \max} = 6-15 \text{ } \dot{\text{A}}\ddot{\text{o}}$, при которой время хранения значительно меньше времени записи, и заряд непрерывно передается от одного МДП-элемента к другому.

Минимальная частота передач сигнала соответствует обратному условию: время хранения должно быть существенно больше времени записи (передачи). Однако время хранения ограничено сверху. Действительно, в процессе хранения дырочного пакета под данным затвором появляются дополнительные дырки, обусловленные процессами термогенерации носителей в обедненной области, термогенерации носителей на поверхности, диффузией дырок из объема полупроводника. Все это искажает информационный заряд и, естественно, ограничивает максимальное время его хранения. Если допустимое изменение дырочного пакета за время хранения составляет 0,1%, то время хранения обычно не превышает 1—10 мс и, соответственно, минимальная частота $f_{T \min} \geq 30-300 \text{ } \dot{\text{A}}\ddot{\text{o}}$.

Анализ показывает, что основной причиной искажения информационного заряда являются генерационно-рекомбинационные процессы на поверхности из-за наличия быстрых поверхностных состояний.

Влияние этих процессов можно существенно уменьшить, используя ПЗС со скрытым каналом. Идея состоит в том, что полупроводниковую подложку в приповерхностном слое легируют примесью противоположного типа по отношению к примеси в объеме подложки. При этом под поверхность возникает $p-n$ -переход. Если к созданному $p-n$ -переходу приложить большое обратное смещение (через p - и n -области, при напряжении на затворе равном нулю), то возникает протяженная область (ОПЗ), из которой удалены подвижные носители заряда (электроны). При подаче напряжения на затвор возникает потенциальная яма для неосновных носителей заряда-дырок, при этом, что самое существенное, минимум потенциальной ямы удален от поверхности. В эту яму можно инжектировать информационный заряд, и он будет переноситься вдали от поверхности, от поверхностных состояний. Соответственно, увеличивается подвижность носителей заряда и устраняется влияние приповерхностных ловушек. Оба эти фактора приводят к повышению быстродействия и уменьшению коэффициента потерь. Для ПЗС со скрытым каналом максимальная тактовая частота достигает $500-800 \text{ } \dot{\text{A}}\ddot{\text{o}}$, а коэффициент потерь — $10^{-6}-10^{-7}$. В этом случае количество МДП-элементов может превышать несколько тысяч.

К сожалению, в структуре со скрытым каналом из-за удаленности потенциальных ям от поверхности требуются большие рабочие напряжения, а величина максимального заряда в пакете оказывается меньше, чем в ПЗС с поверхностным каналом.

Одним из достоинств ПЗС является малая потребляемая мощность. В режиме хранения мощность практически не потребляется. Мощность потребляется при передаче — записи заряда, когда протекают токи в затворах. Так, при $U_2 - U_1 = 10 \text{ В}$, $S_3 = 200 \text{ мкм}^2$, $C_0 = 200 \text{ пФ/мкм}^2$ и $f_{T \max} = 10^7 \text{ Гц}$, максимальная мощность составляет 4 мкВт/бит.

ПЗС в настоящее время находят широкое применение в различных областях техники и, прежде всего, в устройствах обработки аналоговой информации, в устройствах преобразования изображения в электрические сигналы и в запоминающих устройствах ЭВМ.

5.2 Устройства преобразования изображения на приборах с зарядовой связью [8, 15]

Разработка твердотельных приемников изображения является одной из важнейших задач современной функциональной электроники. К достоинствам твердотельных приемников по сравнению с электронно-лучевыми трубками следует отнести низкую потребляемую мощность, малые габариты и массу, механическую прочность, надежность и большой срок службы.

Несмотря на широкое использование в настоящее время в качестве приемников изображения матриц фотоэлементов с координатной выборкой, наиболее перспективными для создания полностью твердотельных приемников изображения являются ПЗС, благодаря объединению функций фоточувствительных и сканирующих элементов в одном приборе.

Известно, что основой телевизионной передающей системы является формирователь видеосигналов, который преобразует изображение в последовательность электрических импульсов — видеосигналов. В видиконе, представляющем собой электронно-лучевую трубку, на торцевую поверхность которой нанесен высокоомный фоточувствительный слой, сканирование осуществляется электронным лучом. Сканированием управляет весьма сложное устройство, обладающее большими габаритами и массой.

В формирователе видеосигналов на ПЗС используется однородный полупроводниковый материал, для сканирования необходимы импульсы напряжения 10—20 В, которые можно формировать на самом кристалле. При одинаковых размерах светочувствительной области с видиконом в ПЗС достигается уменьшение размеров, питающего напряжения и потребляемой мощности на один-два порядка.

Конечно, для изготовления матричных формирователей видеосигналов на ПЗС требуется высокий технологический уровень, так как для замены видикона светочувствительная область должна иметь площадь около 400 мм^2 и на ней необходимо разместить примерно 10^6 активных элементов.

ПЗС-элементы в формирователе видеосигналов работают в трех режимах:

- восприятие (интегрирование) изображения, т. е. преобразование светового потока в зарядовые пакеты, расположенные в потенциальных ямах под затворами;

- хранение зарядовых пакетов;

- передача (сканирование) зарядовых пакетов на выход устройства.

При освещении активной области полупроводника со стороны подложки основная часть дырок генерируется в объеме полупроводника и диффундирует к потенциальным ямам, в результате чего в формирователе видеоимпульсов накапливается распределение зарядовых пакетов, соответствующее воспринимаемому образу.

В настоящее время развиваются два типа формирователей видеосигналов на ПЗС — линейные, которые воспринимают за один период интегрирования (кадр) линию изображения, и матричные, воспринимающие всё изображение сразу.

5.2.1 Линейные формирователи видеосигналов

При реализации и линейных, и матричных формирователей видеосигналов должно быть обеспечено восприятие изображения и последовательный вывод информационного заряда. При этом используется временное или пространственное разделение режимов восприятия и сканирования.

В первом случае обе функции выполняются одними и теми же элементами ПЗС. Во время восприятия изображения в трехтактном регистре на каждом третьем электроде устанавливаются потенциалы хранения, обеспечивающие накопление генерируемых дырок. В это же время все остальные затворы находятся при нулевом потенциале. После восприятия изображения на затворы подается последовательность тактовых импульсов напряжения, перемещающая информационный пакет заряда к выходу формирователя. За время кадра информация должна быть не только воспринята, но и передана на выход.

Во втором случае - при пространственном разделении функции восприятия и сканирования - формирователь видеосигналов включает две отдельные области: область, воспринимающая световой поток и преобразующая его в распределение зарядов, и область вне светового потока, в которую после интегрирования передается все пространственное распределение зарядов. В дальнейшем, в режиме сканирования, информация из этой области передается на выход.

Рассмотрим структуру линейного формирователя видеосигналов, приведенную на рис. 5.4. В центральной части формирователя размещена линейка **1** светочувствительных ПЗС. По обе стороны от нее - линейки **2** ПЗС, защищенные от света и связанные с выходным сдвиговым регистром **3**, Затворы

центральной приемной линейки ПЗС находятся под напряжением хранения $-U_1$, обеспечивающим накопление в ПЗС фотогенерируемых зарядов.

После восприятия изображения, подавая на связывающие электроды **4**

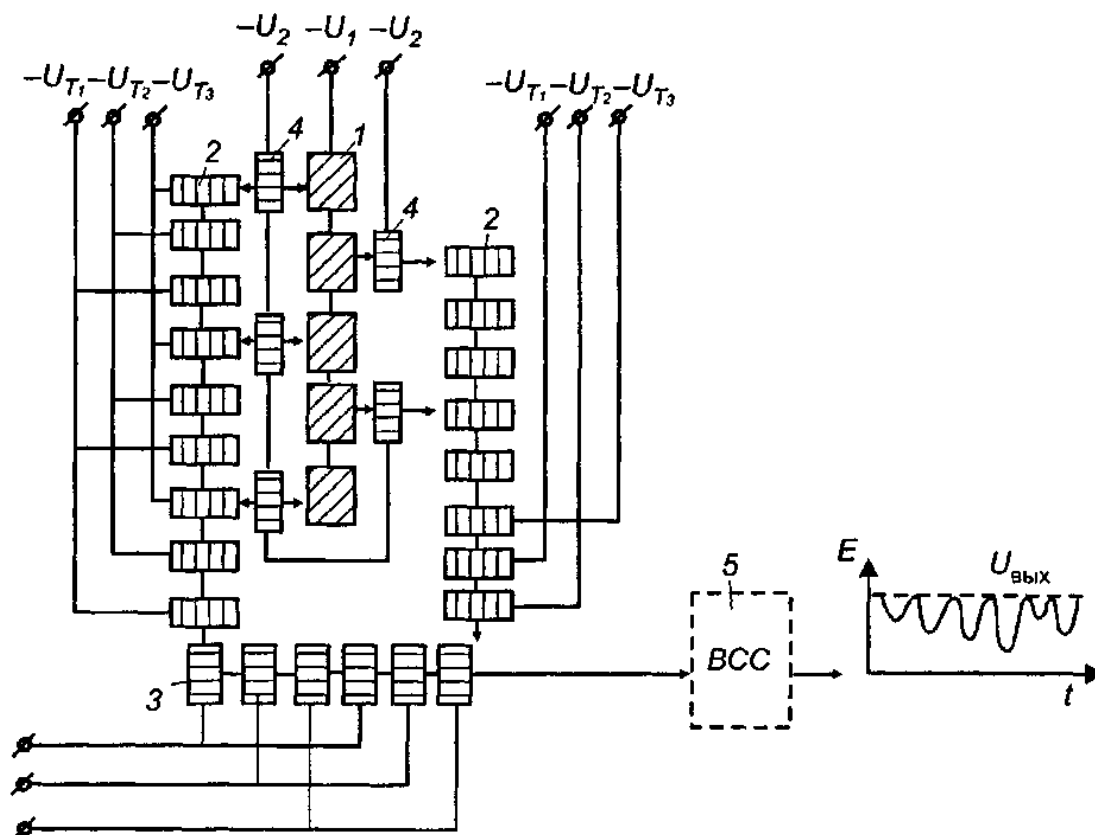


Рисунок 5.4. Схема линейного формирователя сигналов с отдельными светочувствительными и передающими областями:

1 — электроды светочувствительной области; 2 — передающие электроды; 3 — двухрядный сдвиговый регистр; 4 — развязывающие электроды; выходная схема считывания

более высокие импульсы напряжения — $|-U_2| > |-U_1|$, информационные пакеты дырок поочередно (в соответствии с расположением связывающих электродов) переходят в передающие линейки **2**. Затем с помощью тактовых импульсов напряжения — $-U_{T1}$, $-U_{T2}$, $-U_{T3}$ заряды перемещаются к двух- или трехтактному сдвиговому регистру **3** который подводит заряды к выходной схеме считывания **5**. Обычно схемы считывания создаются из МОП-транзисторов на той же подложке формирователя. На выходе схемы считывания возникают видеосигналы, адекватно отображающие распределение информационных зарядов в приемной линейке ПЗС. Использование двух линеек передачи уменьшает вдвое число переносов. В линейных формирователях видеосигналов самосканирование осуществляется по одной координате. Для образования кадра необходима механическая развертка по другой координате. Обычно это осуществляется с помощью зеркального барабана или качающе-

гося зеркала, которые последовательно направляют полосы изображения на формирователь видеосигналов. Одна из малогабаритных телевизионных камер, разработанная на базе линейного формирователя видеосигналов, передавала 8 кадров в секунду, имела размеры $51 \times 102 \times 76$ мм³ и потребляла мощность 2.5 Вт. Линейные формирователи широко используются в системах, где движется либо объект, либо сам формирователь, — видеозапись со спутников, самолетов, считывание текстов, фототелеграф, ввод данных в ЭВМ и др.

Устройства на основе линейных формирователей видеосигналов из-за низкой скорости передачи изображения и относительно невысокого качества видеосигналов практически не используются в телевидении, и в телевизионных передающих камерах применяются главным образом матричные формирователи видеосигналов.

5.2.2 Матричные формирователи сигналов

В зависимости от способа считывания картины зарядовых пакетов различают несколько типов матричных формирователей сигналов изображения - с кадровым переносом, строчным, строчно-кадровым и адресным переносом.

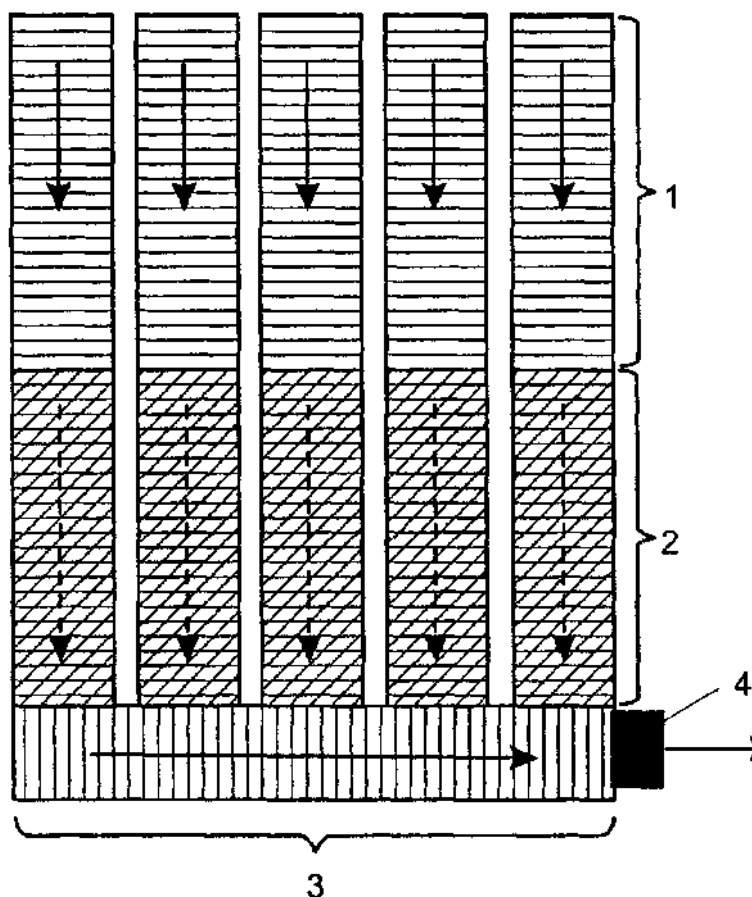


Рисунок 5.5. Схема матричного формирователя видеосигнала с переносом кадра:

1 – приемная секция; 2 – секция хранения;
3 – секция считывания; выходной диод

секции считывания 3, состоящей из сдвигового регистра на ПЗС на выходе изображения.

Для того чтобы понять принцип работы матричных формирователей, рассмотрим формирователь видеосигналов с кадровой организацией.

Схематично он изображен на рис. 5.5. Формирователь состоит из трех функциональных секций: приемной 7, представляющей собой матрицу ПЗС; секции хранения 2 с тем же количеством элементов ПЗС, что и фотоприемная секция;

секции считывания 3, состоящей из сдвигового регистра на ПЗС на выходе изображения.

Пространственное распределение информационного заряда, созданное при засветке в фотоприемной секции 1, после окончания кадра с помощью тактовых импульсов напряжения переводится в секцию хранения 2.

Приемная секция освобождается от информационного заряда, и в ней может формироваться новый кадр. В процессе его формирования первый кадр из секции хранения построчно передается в выходной сдвиговый регистр, на выходе которого считывающий элемент 4 превращает информационный заряд ПЗС-элементов в видеосигналы. Поскольку после восприятия изображения распределение зарядов быстро сдвигается в секцию хранения, защищенную от света, и при последующей передаче информации в сдвиговый регистр нет дополнительной подсветки, искажающей видеосигнал, кадровая организация процесса сканирования обеспечивает высокое качество передаваемого изображения.

Достоинством формирователя видеосигналов с кадровой организацией является и его топологическая простота. Все секции имеют регулярную структуры в виде полос металлизации. Защита секции хранения и сдвигового регистра осуществляется дополнительной металлизацией.

Для получения четкого изображения, высокого разрешения необходимо создавать на кристалле сотни тысяч идентичных ПЗС-элементов, в связи с этим существенно возрастают требования к качеству материала и уровню технологических процессов.

Действительно, если в фотоприемной секции или в секции хранения окажется неисправным хотя бы один ПЗС-элемент, то при сканировании через неисправный элемент не будут переданы заряды от всех элементов столбца, расположенных выше неисправного, и на изображении появится вертикальная темная полоса.

Большинство выпускаемых и разрабатываемых матричных фотоприемников на ПЗС имеют линейную организацию движения зарядов и представляют собой регулярную систему параллельных регистров с выходным регистром — мультиплексом. Такая организация фоточувствительных ПЗС позволяет формировать телевизионный растр и обеспечивает оптимальные характеристики фотоприемника для широкого круга применений.

В настоящее время матричные формирователи на 288×232 , 576×360 , 500×500 элементах используются в малогабаритных передающих телевизионных камерах. Функциональные возможности формирователей видеосигналов на ПЗС далеко еще не исчерпаны. Это — и расширение спектрального диапазона в ИК область, и создание цветной передающей телевизионной камеры, передающей камеры для малых уровней освещенности, и разработка фотодатчиков для регистрации элементарных частиц.

5.3 Цифровые элементы и устройства на приборах с зарядовой связью [8, 15]

В цифровых функциональных элементах и устройствах на ПЗС информация представляется двумя уровнями зарядов, локализованных в потенциальной яме под затвором: состояние логической 1 определяется максимальным зарядовым пакетом в яме, состояние логического 0 - отсутствием заряда, или, что более часто, величиной фонового заряда.

Дело в том, что информационный заряд искажается из-за захвата носителей заряда поверхностными центрами: уменьшается общий заряд передаваемого пакета дырок, и следовательно, уменьшается уровень логической единицы; захваченные поверхностными состояниями дырки могут через какое-то время оказаться в пустых потенциальных ямах, исказив уровень логического нуля. Для уменьшения влияния поверхностных состояний кодируют логический нуль не отсутствием заряда в яме, а некоторым малым фоновым зарядом, который создают, прикладывая ко всем затворам ПЗС небольшое постоянное смещение. Этот заряд заполняет большую часть поверхностных состояний, которые уже не смогут захватывать дырки при прохождении информационного пакета дырок.

Поскольку информация может храниться в потенциальных ямах ограниченное время, то цифровые устройства на ПЗС являются устройствами динамического типа, работающими в определенном интервале частот. Физические параметры функциональных устройств на ПЗС в значительной степени определяются элементами записи и считывания, осуществляющими ввод и вывод информации, и элементами регенерации, восстанавливающими информационные зарядовые пакеты.

Основной областью применения цифровых ПЗС являются динамические запоминающие устройства (ЗУ). Запоминающие устройства - это устройства для запоминания и хранения информации, представленной в виде кодов. Они находят наиболее широкое применение в цифровых вычислительных машинах для запоминания команд программы решения задач, различных вспомогательных данных, промежуточных и конечных результатов вычислений; используются в радиолокации, телемеханике, в системах автоматического регулирования.

Блок запоминания состоит из отдельных ячеек, в каждую из которых можно поместить одно слово (число или команда) в форме кода. Обычно в запоминающих устройствах для представления информации применяется двоичный код, требующий наличия у запоминающего элемента двух различных устойчивых состояний. Запоминающие ячейки перенумерованы по порядку, и номер ячейки служит ее адресом.

Запоминающее устройство характеризуется емкостью - количеством ячеек или наибольшим числом кодов чисел (слов), которое может одновременно храниться в запоминающем устройстве; быстродействием, временем выборки — промежутком времени от момента ввода адреса до момента выда-

чи кода из запоминающего устройства, и рядом других важных параметров — надежностью, сроком службы, потребляемой мощностью и др. Применение ПЗС наиболее эффективно в ЗУ среднего быстродействия (время выборки $10^{-6} - 10^{-3}$ с) и большого объема памяти (16—256 кбит).

Такие ЗУ занимают промежуточное место между дисковыми ЗУ, харак-

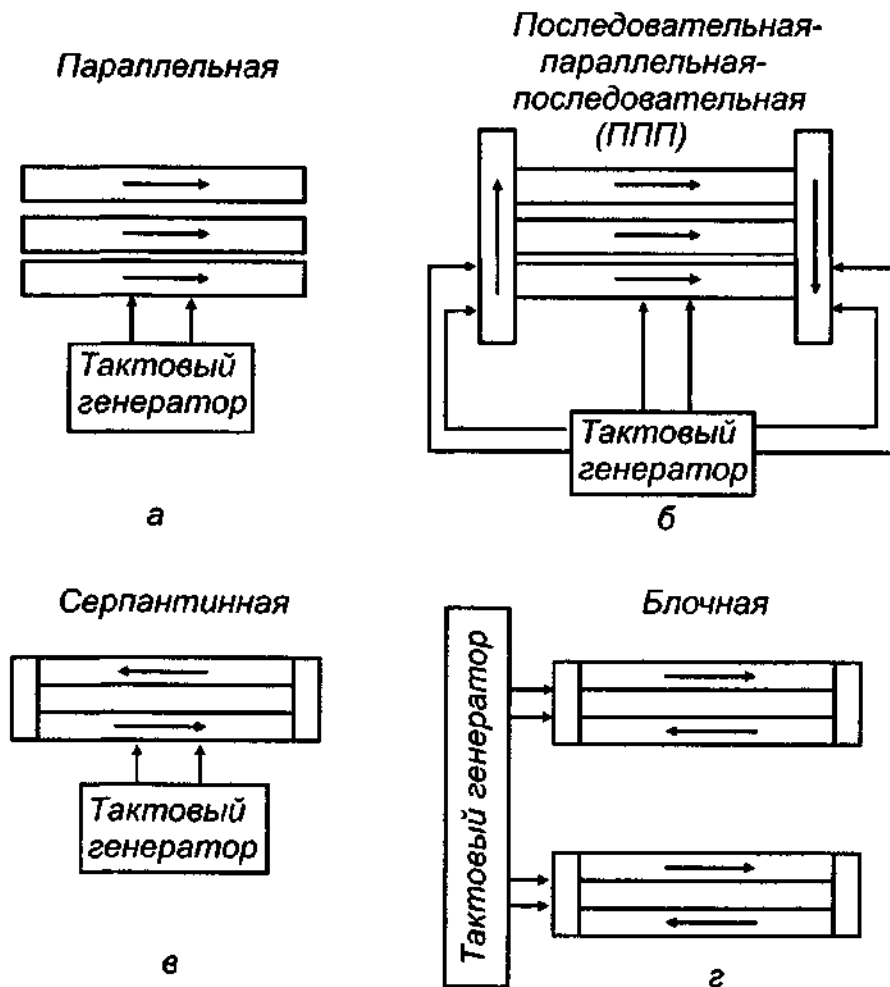


Рисунок 5.6. Типы запоминающих устройств на ПЗС

становления на специальных пороговых схемах регенерации информация может рециркулировать с очень малой вероятностью ошибки. По методу поиска адреса запоминающей ячейки оперативные запоминающие устройства делятся на устройства с произвольным доступом к информации, у которых все адреса в любое время равнодоступны, и запоминающие устройства с последовательным доступом, у которых адреса ячеек обходятся последовательно. Запоминающее устройство с произвольным доступом имеет число выходов блока выборки, равное числу адресов блока запоминания.

теризующимися большими объемами памяти, но низким быстродействием, и быстродействующими ЗУ на биполярных или МОП БИС с малым объемом памяти.

Запоминающие устройства строятся на основе регистров сдвига на ПЗС, позволяющих реализовать два устойчивых состояния с разной величиной информационного зарядового пакета, соответствующих коду 1 или 0, и перемещать информацию по регистру. При использовании двоичного кодирования и периодического вос-

Запоминающие устройства на основе регистров сдвига на ПЗС относятся, как правило, к устройствам с последовательным доступом к информации.

Информация в виде групп импульсов, изображающих код, подается на вход регистра, распространяется вдоль регистра с конечной скоростью и через некоторое время появляется на его выходе. Время распространения сигналов вдоль регистра является временем их хранения. Если с выхода регистра та же информация подается на его вход, то образуется замкнутая цепь, в которой непрерывно циркулирует введенная информация (динамическое хранение информации).

Основные типы ЗУ на ПЗС показаны на рис. 5.6. Выбор той или иной организации ЗУ в большей степени зависит от назначения запоминающего устройства. Наиболее широко применяется последовательно-параллельно-последовательная (ППП) организация (рис. 5.6 б), при которой основной поток информации идет по параллельным регистрам с небольшой скоростью. ППП-блок состоит из параллельных регистров, каждый из которых содержит N бит и последовательных входных и выходных регистров. ППП-блоки можно соединять между собой последовательно (и получить длинную петлю рециркуляции) или параллельно (и таким образом построить ЗУ с большой информационной емкостью).

Подобные ЗУ позволяют в наибольшей степени использовать преимущества ПЗС в области повышения информационной плотности на кристалле и снижения удельной стоимости хранения информации.

В запоминающих устройствах серпантинного типа (рис. 5.6 в) информационный сигнал движется по одному регистру, регенерируется и возвращается по другому. Такая организация удобна для ЗУ небольшого объема памяти с быстрой выборкой. Основное ограничение этой системы - большая потребляемая мощность, необходимая при передаче информации с высокой скоростью.

Для увеличения объема памяти на одном кристалле объединяют несколько блоков с произвольным доступом к каждому из них, построенных по серпантинному типу (рис. 5.6 г), или по типу ППП, причем емкость одного блока лежит в пределах от 1 до 4 кбит. Такая организация позволяет производить запись и выборку информации поблочно, т. е. время обращения значительно уменьшается, правда, существенно усложняется при этом электронное обрамление по сравнению с чисто последовательной выборкой. В режиме хранения информация рециркулирует в каждом блоке с низкой тактовой частотой порядка 10 кГц, необходимой для сохранения информационного зарядового пакета.

Параметры одного из ЗУ, выпускаемых промышленностью, таковы: ЗУ содержит 16 блоков по 4 кбит с ППП организацией, частота передачи данных — от 1 до 5 МГц, среднее время выборки равно 0,5 мс, время переключения между блоками — от 50 до 100 нс, удельная мощность рассеяния в активном режиме 5 мкВт/бит.

В ЗУ на ПЗС информация при хранении постепенно разрушается, поэтому периодически ее необходимо регенерировать. При отключении питания информация исчезает.

Первый энергонезависимый элемент памяти, совмещенный с ПЗС, был построен на основе МНОП-структуры. Работа основана на явлении захвата носителей заряда в МДП-структурах при протекании через них тока.

Можно сохранить информационные зарядовые пакеты ПЗС, если ПЗС регистр расположить параллельно с МНОП-конденсаторами (конденсаторами с двухслойным диэлектриком SiO_2 толщиной $\approx 50 \text{ \AA}$ и Si_3N_4 толщиной 1000 \AA), отделив их от ПЗС-элементов передающими затворами. С помощью электрического поля можно перевести туннелированием заряды из ПЗС-элементов через тонкий $\approx 20 \text{ \AA}$ слой SiO_2 в область границы окисла кремния с нитридом кремния, где заряд захватывается ловушками и при отключенном напряжении сохраняется длительное время.

Изменение захваченного заряда (стирание) осуществляется сменой полярности импульса управления. Считывание захваченного заряда основано на изменении высоты барьера в элементе под действием захваченного заряда. На основе МНОП-ПЗС можно получить экстремально высокую плотность энергонезависимого хранения информации — до 10^7 бит/см² и выше. Накопленный заряд сохраняется при отключенном питании в течение 3—4 лет при температурах от $-60 \text{ }^\circ\text{C}$ до $+160 \text{ }^\circ\text{C}$; время записи и считывания ~ 100 нс.

Недостатком таких МНОП-ПЗС-элементов памяти является большое напряжение переключения и сложность создания сверхтонких бездефектных окислов.

Эти недостатки в значительной степени устранены в МДП-структурах с плавающим затвором, встроенным между достаточно толстыми диэлектрическими слоями. Термин „плавающий“ обозначает отсутствие какого-либо конкретного, заданного внешним устройством, потенциала. При инжекции высокоэнергетичных электронов на плавающем затворе накапливается заряд, который может сохраняться в темноте много лет. Стереть информацию можно облучением системы ультрафиолетовым светом.

5.4 Аналоговые функциональные устройства на приборах с зарядовой связью [8, 15]

В аналоговых функциональных устройствах наиболее ярко выражены достоинства приборов с зарядовой связью. Они позволяют существенно упростить и по-новому решать задачи обработки аналоговой информации. К основным видам аналоговых устройств относятся линии задержки и фильтры.

5.4.1 Линии задержки

Линия задержки представляет собой устройство для воспроизведения с отставанием на заданный промежуток времени проходящих через него сигнала-

лов. По способу организации линии задержки на ПЗС можно разделить на последовательные, параллельные и последовательно-параллельные. Линия задержки с последовательной организацией представляет собой обычный регистр сдвига с последовательной передачей информационного заряда. Поскольку в существующих ПЗС коэффициент потерь, определяемый неполным перетеканием зарядов за данное время передачи и захватом носителей поверхностными ловушками, сравнительно мал $10^{-3} - 10^{-4}$, то линия задержки, состоящая из $n = 10^2 - 10^3$ ПЗС-элементов, характеризуется относительно малым затуханием амплитуды. При тактовой частоте f_T время задержки будет равным $t_{\zeta} = N/f_T$ а максимальная ширина полосы пропускания аналогового сигнала линии задержки равна половине тактовой частоты: $\Delta\nu = f_T/2$.

С помощью изменения частоты следования тактовых импульсов f_T

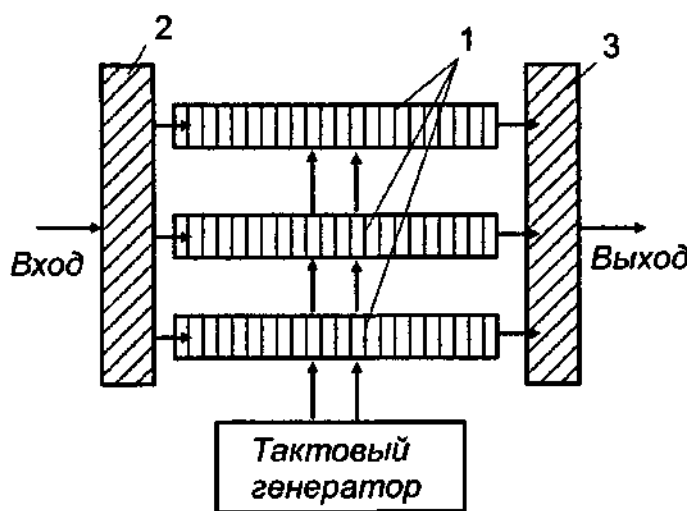


Рисунок 5.7. Линия задержки на ПЗС с параллельной организацией:

1 – параллельные секции; 2 – схема разделения каналов; 3 – схема объединения каналов

можно управлять задержкой в широком диапазоне значений — от $10^{-6} - 10^{-1}$ с. Минимальная частота, реализующая максимальную задержку, зависит от спектра входного задержанного сигнала $\Delta\nu$, ибо $f_T \geq 2\Delta\nu$, а для сигналов низкой частоты — от процессов термогенерации, искажающих информационные зарядовые пакеты.

Недостатком линии задержки с последовательной организацией является небольшая величина произведения времени задержки на полосу частот пропускания $\Delta\nu$ из-за потери информационных зарядов при высокой тактовой частоте или большом числе переносов.

Более высокими электрическими параметрами обладают линии задержки со сложной организацией — параллельной (рис. 5.7) или последовательно-параллельной, благодаря существенному уменьшению числа переносов. Важное значение в аналоговых линиях задержки на ПЗС имеют входные и выходные элементы, которые должны обеспечить линейное преобразование входных сигналов в зарядовые пакеты, а выходные - линейное преобразование зарядовых пакетов в изменения выходных токов или напряжений (рис. 5.8). Электрод входного ПЗС-элемента частично перекрывает диффузионную дырочную область входного $p-n$ -

перехода. Входной сигнал через емкость поступает на диффузионную область и модулирует величину заряда, инжектируемого под первый передающий ПЗС-элемент. Затем информационный зарядовый пакет передается по цепочке ПЗС-элементов, управляемых тактовыми импульсами.

Выходной элемент линии задержки, предназначенный для считывания аналоговой информации, содержит выходной электрод, частично перекрывающий обратно смещенную диффузионную область $p-n$ -перехода.

Выходной электрод находится под постоянным смещением и уменьша-

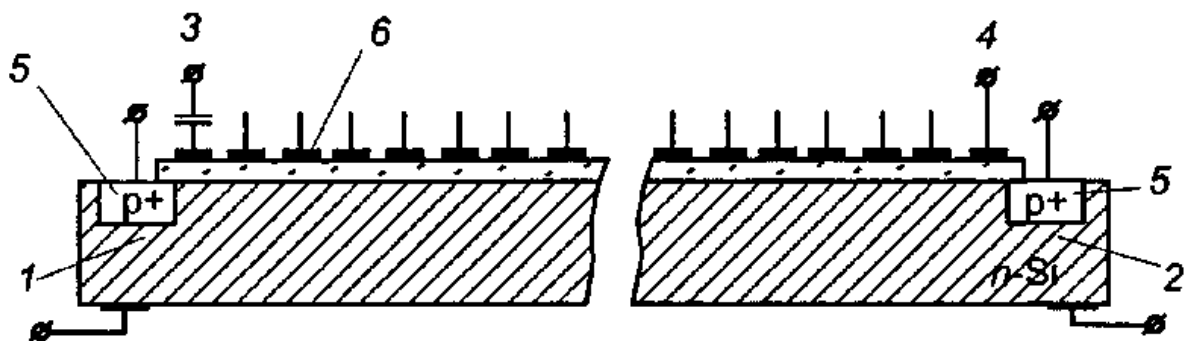


Рисунок 5.8. Структура входных и выходных элементов аналоговых линий задержки на ПЗС:

1 – входной $p-n$ -переход; 2 – выходной $p-n$ -переход; 3 – входной электрод; 4 – выходной электрод; 5 – диффузионные области; 6 – ПЗС-элементы

ет помехи от тактовых импульсов. Таким образом, непрерывный аналоговый сигнал поступает на вход линии задержки на ПЗС и преобразуется в последовательность дискретных зарядовых пакетов различной величины.

На выходе сигнал считывается в виде дискретных импульсов разной амплитуды и огибающая их является аналоговым сигналом. Дискретные сигналы на выходе с помощью, например, низкочастотных фильтров преобразуются в непрерывный спектр. Линии задержки на ПЗС широко используются в цветном телевидении и технике связи (реверберация, изменение динамического диапазона, фазовая коррекция, шифрования речи и т. п.).

5.4.2 Фильтры

Электрический фильтр – это устройство частотного разделения электрических сигналов. По виду частотной характеристики фильтр классифицируют на следующие типы: полосовые – пропускающие определенную полосу частот шириной, режекторные – подавляющие определенную полосу частот; нижних частот и верхних частот.

Наибольшее распространение получили полосовые фильтры. Принцип действия фильтров на ПЗС, дискретных фильтров, адекватен дискретной последовательности отсчетов, т. е. в фильтре должно происходить не интегрирование, а суммирование.

Дискретные фильтры на ПЗС по сути остаются линейными, т. е. в них соблюдается пропорциональность между напряжением на входе и выходе, а дискретный характер накопления заряда в них позволяет устранять многие трудности и ограничения, свойственные аналоговым фильтрам.

Фильтры на ПЗС можно разделить на трансверсальные, с постоянными или изменяемыми весовыми коэффициентами, и рекурсивные, в которых выходной сигнал после обработки возвращается на вход.

Трансверсальный фильтр представляет собой линию задержки с отводами, имеющими разные весовые коэффициенты, соответствующие требуемой характеристике. Отводы подключены к усилителям. Выводы всех усилителей подключаются к общей нагрузке, на которой взвешенные выходные сигналы суммируются. Весовые коэффициенты определяют характеристику фильтра. На вход линии задержки подается входной сигнал после прохождения предварительной схемы дискретизации сигнала.

Когда линейка из ПЗС используется в качестве линии задержки, то накопленная совокупность значений задерживаемого напряжения, равная числу МДП-конденсаторов в структуре, деленному на три, должна последовательно выдаваться на выходе.

При использовании линии задержки в качестве фильтра должен происходить съем данных со всех ячеек линии задержки, т. е. одновременно с $N/3$ отводов, где N - количество ПЗС-элементов. В зависимости от требуемых характеристик фильтров съем значений с разных отводов должен происходить с разными передаточными, весовыми коэффициентами. Другими словами, необходимо получить на каждом третьем выводном электроде разные напряжения, отображающие динамическую неоднородность в виде заряда, и реализовать дальнейшее продвижение динамической неоднородности. Это можно выполнить разными методами.

Рассмотрим один из наиболее простых вариантов, связанных с использованием нагрузочных сопротивлений (рис. 5.9). Каждый третий электрод соединен с коммутационной шиной через постоянное сопротивление R_L . Когда таких сопротивлений нет, то каждый раз, когда заряд, несущий информацию, под влиянием напряжения U_1, U_2 или U_3 проходит под соответствующий электрод, его появление вызывает заряд противоположного знака на затворе МДП-конденсатора. Появление заряда требует, чтобы по фазовой шине, по которой подается напряжение, протекал импульс тока.

Перемещаясь последовательно, данный заряд, соответствующий какому-то входному напряжению, будет, не расходуясь, вызывать последовательно импульс тока в фазовых шинах, по которым поступает

ние U_1, U_2, U_3 . Очевидно, если нет резисторов, информация о заряде во внешнюю цепь не передается - напряжение на выходе равно нулю.

При наличии сопротивлений R_i информационные заряды, подходя под средние электроды 2, 5, 8, 11 ..., будут вызывать импульсы тока по коммута-

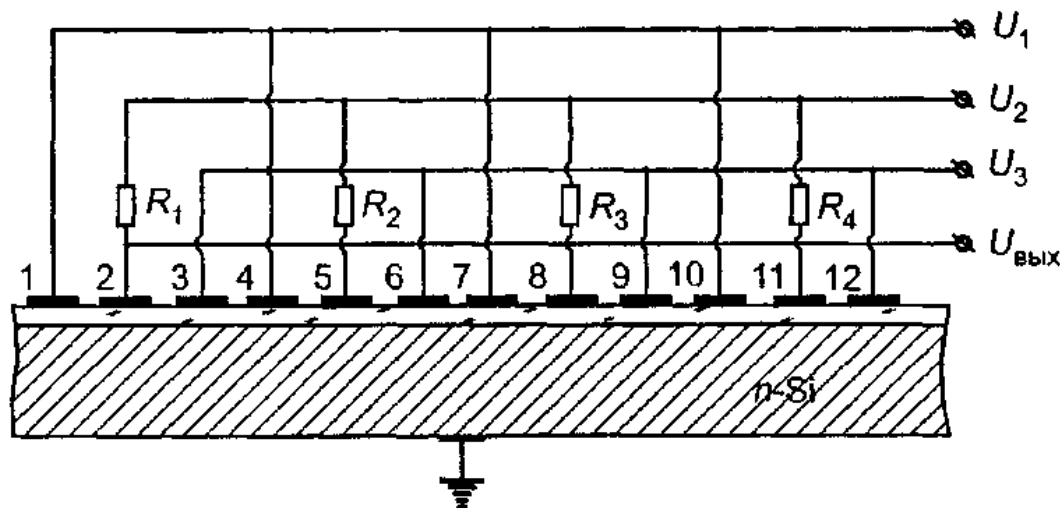


Рисунок 5.9. Схема фильтра на ПЗС

ционным шинам, пропорциональные величине заряда. Благодаря наличию сопротивлений эти импульсы тока превращаются в импульсы напряжений и на выходе каждого среднего электрода будет возникать импульс напряжения, пропорциональный заряду.

Если соединить между собой все средние электроды 2, 5, 8 ..., то с общей шины будет сниматься импульс напряжения, равный сумме импульсов. При такой конструкции фильтра съем отсчетов производится с одним знаком, поэтому такой фильтр будет фильтром низких частот.

В простейшем случае все отводы от ячеек линии задержки (один из трех отводов в трехтактном регистре сдвига) участвуют в суммировании сигналов с одинаковым весовым коэффициентом B_0 . Такой вариант фильтра обычно называют фильтром с прямоугольным окном. При инжектировании на входе пакетов неосновных носителей заряда они будут перемещаться по линии задержки за счет соответствующих тактовых импульсов напряжения. Этот сигнал проходит какое-то время по ячейкам, состоящим из трех МДП-элементов, поэтому каждую ячейку линии задержки можно рассматривать как ячейку памяти на время $\tau = t_{\text{дв}}$ где $t_{\text{дв}}$ - время выборки. Если на вход одновременно подавать какие-либо гармонические колебания разной частоты, то в результате этого суммирования на выходах ячеек в момент выборки мы получим импульсы напряжения, пропорциональные мгновенным значениям аналогового гармонического колебания и весовому коэффициенту B_i в нашем варианте равному B_0 . Положение отсчетов с ячеек во времени будет определяться тактовыми импульсами.

Время, в течение которого накапливаются отсчеты, при прохождении сигнала по линии задержки $t = Nt_{\dot{a}\dot{a}}$ где N — число ячеек в линии задержки. На частотах гармонического колебания, удовлетворяющих условию

$$v = m \frac{1}{T} = m \frac{1}{Nt_{\dot{a}\dot{a}}} = m \frac{v_{\dot{a}\dot{a}}}{N},$$

где $v_{\dot{a}\dot{a}}$ — частота выборки, а $m = 1, 2, 3, \dots$, на выходе сумматора напряжение будет равно нулю, поскольку отсчеты будут компенсировать друг друга, т. е. колебания с частотами

$$v > v_1 = \frac{1}{T} = \frac{v_{\dot{a}\dot{a}}}{N},$$

будут задержаны фильтром. Колебания же с частотами $v < v_1$ проходят фильтр, и их амплитуда пропорциональна весовому коэффициенту B_0 , так как напряжение со всех отводов складываются.

С другой стороны, при увеличении частоты до $\frac{1}{t_{\dot{a}\dot{a}}}$, т. е. когда $m \rightarrow N$, отклик фильтра достигает того же значения, что и для частот, близких к нулю. Это обусловлено тем, что при определенном положении гармонического сигнала на выходе сумматора будут суммироваться отклики со всех отводов линии задержки.

Таким образом, частотная характеристика дискретного ПЗС-фильтра

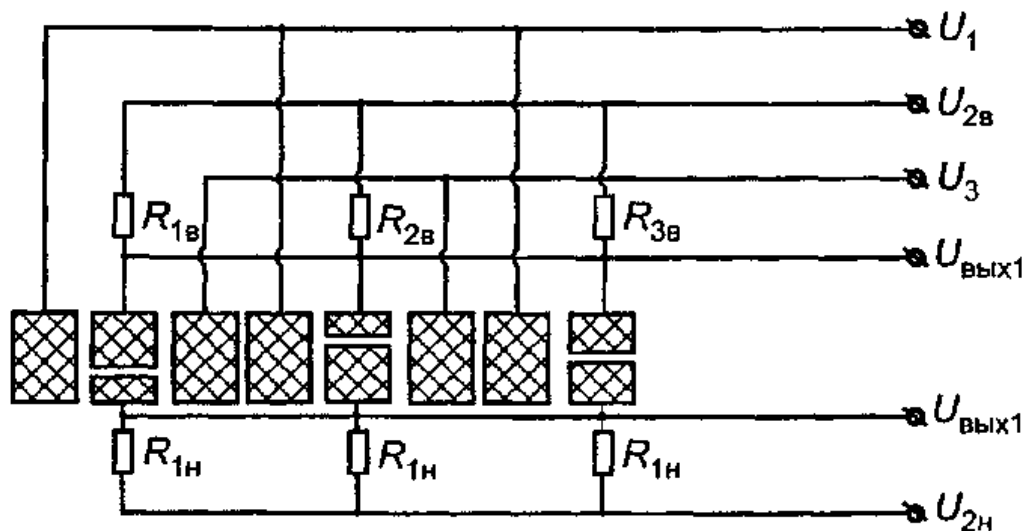


Рисунок 5.10. Схема фильтра на ПЗС с разрезанными элементами

имеет сложную форму и содержит, кроме основного сигнала в пределах частот от 0 до $\frac{v_{\dot{a}\dot{a}}}{N}$ такие области частот, где гармонические колебания более высоких частот вновь будут давать отличный от нуля выходной сигнал.

При создании более сложных фильтров требуется съём с разными коэффициентами передачи, для этого может использоваться структура ПЗС,

приведенная на рис. 5.10. Те электроды, которые используются для формирования выходного напряжения $U_{\hat{a}\hat{\delta}}$, разрезаны на две части. Каждая из разрезанных частей (полуэлектродов) образует самостоятельный МДП-конденсатор. Импульсы напряжения, снимаемые с верхних полуэлектродов, будут определяться не только величиной передаваемого заряда, но и площадью полуэлектродов, т. е. положением разреза. Аналогичная ситуация будет и при съеме напряжений с

нижних полуэлектродов. Используя только верхние или только нижние полуэлектроды, можно сформировать дискретный фильтр низких частот с разными характеристиками.

Однако для создания полосового фильтра необходимо, чтобы коэффициенты передачи имели разные знаки. Для этого выходные шины верхних полуэлектродов и нижних подсоединяют к дифференциальному усилителю, с выхода которого снимается напряжение, равное разности напряжений

$$U_{\hat{a}\hat{\delta}} = U_{\hat{a}\hat{\delta}1} - U_{\hat{a}\hat{\delta}2}.$$

Если n -й электрод разрезан точно посередине, то его весовой коэффициент $B_n = 0$. Если же электрод разрезан на краю, так что весь заряд попадает на фазовую шину U_{2n} или U_{2n} , то результирующий весовой коэффициент $\hat{A}_n = +1$ или $\hat{A}_n = -1$. Коэффициенты могут принимать любые промежуточные значения, и их точность ограничивается допусками на фотошаблоны и фотолитографию. Результирующий сигнал на выходе фильтра получается путем суммирования разности токов, втекающих в фазовые шины U_{2a} и U_{2i}

Следовательно, используя динамические неоднородности и их перемещение, можно реализовать фильтры на ПЗС-структуре с достаточно большим количеством МДП-конденсаторов с разными видами частотных характеристик и разной полосой пропускания.

Достоинство электродного взвешивания в трансверсальном фильтре состоит в высокой точности (1—2%) и незначительном увеличении кристалла по сравнению с обычной линией задержки.

Разработаны и трансверсальные фильтры, у которых весовые коэффициенты отводов не фиксированы, а могут электрически перепрограммироваться с помощью МДП-транзисторов с разной крутизной, подключенных к плавающим электродам ПЗС-элементов. Соединяя выход трансверсального фильтра через цепь обратной связи со входом, создают так называемый рекурсивный фильтр, позволяющий получить фильтр с высокой добротностью.

К сожалению, фильтры на ПЗС создают шум, обусловленный разбросом тепловых токов в разных элементах линии задержки, уровень которого может достигать сотен микровольт, поэтому применение фильтров на ПЗС во входных каскадах не целесообразно.

Основным недостатком устройств фильтрации на ПЗС является целый ряд ограничений, а именно — число элементов линии задержки вследствие неполного переноса заряда, максимальное время задержки, т. е. минимальная

тактовая частота, связанная с тепловым генерированием свободных носителей заряда; максимальная тактовая частота из-за конечного времени переноса заряда между электродами; точность реализации частотной характеристики из-за технологических трудностей.

Низшие частоты для фильтров на ПЗС 10—100 Гц, высокие частоты — до 20 МГц.

В настоящее время функциональные устройства на основе приборов с зарядовой связью — один из важнейших разделов электроники. Устройства с зарядовой связью отличаются технологичностью (МДП-структуры формируются на однородной полупроводниковой подложке); миниатюрностью (МДП-элементы имеют наименьшие размеры из всех полупроводниковых элементов); малой потребляемой мощностью (единицы нановатт на элемент); достаточно высоким быстродействием (десятки мегагерц); широкими функциональными возможностями.

Современный уровень развития ПЗС можно охарактеризовать следующими обобщенными параметрами:

- число элементов на одном кристалле $(1 \div 5) \cdot 10^5$;
- тактовая частота $((2 \div 5) \cdot 10^7)$ Гц;
- относительные потери заряда при передаче - 10^{-5} ;
- плотность темновых токов - 10^{-9} А/см².

Из основных направлений электроники, где использование ПЗС наиболее перспективно, можно отметить системы твердотельного телевидения и электронного зрения промышленных роботов, ИК технику, аналоговые микропроцессоры, многоуровневые запоминающие устройства, фотоприемные устройства голографических систем и систем распознавания образов.

6 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С КОЛЛЕКТИВНЫМИ ВОЛНАМИ В КРИСТАЛЛАХ

Атомная динамика идеального кристалла описывается коллективными волновыми движениями. С квантовой точки зрения эти движения эквивалентны газу неких частиц, энергия E и импульс p которых выражаются через частоту волн и волновой вектор s с помощью известных соотношений $E = \hbar\omega$ и $p = \hbar k$. Частицы, сопоставляемые с коллективными волновыми движениями в кристалле, называют *квазичастицами*. Формально мы получаем квазичастицы, производя квантование волн, распространяющихся по кристаллу. Представление кристалла в виде газа квазичастиц составляет сущность метода квазичастиц (метода элементарных возбуждений). Этот метод является основным в современной теории твердого тела; он позволяет свести крайне сложную динамику огромного числа взаимодействующих реальных частиц (атомов кристалла) к относительно простой динамике газа квазичастиц.

Коллективные движения в кристалле имеют разную физическую природу. В соответствии с этим различают разные типы квазичастиц. Их можно разбить на две группы: квазичастицы коллективного происхождения и квазичастицы индивидуального происхождения. В первом случае квазичастицы не имеют, по сути дела, ничего общего с отдельными реальными частицами; появление каждой такой квазичастицы обусловлено движением фактически всего коллектива реальных частиц. Во втором случае квазичастица имеет своим прообразом реальную частицу, характеристики которой изменяются в результате её обобществления кристаллом.

С тепловыми колебаниями кристаллической решетки связаны нормальные волны. Фактически к ним относятся и звуковые волны. Квантование этих волн приводит к квазичастицам, называемых фононами. В упорядоченной магнитной структуре, например в ферромагнетике, возникают коллективные движения в виде так называемых спиновых волн; они связаны с распространяющимися по кристаллу изменениями ориентации спиновых моментов ионов. Квантование спиновых волн приводит к квазичастицам, называемых магнонами. Фононы и магноны - примеры квазичастиц коллективного происхождения.

Примером квазичастиц другой группы служат электроны проводимости и дырки в полупроводниковых кристаллах. Каждая такая частица происходит от реального электрона. Здесь налицо соответствие между квазичастицей и её прообразом - реальной частицей. Однако и в этом случае движение квазичастиц имеет коллективный характер, хотя и не столь очевидный, как в случае фононов.

6.1 Характеристика квазичастиц в кристаллах [9, 14, 16]

6.1.1 Фононы

Движение атомов конденсата при низких температурах сводится к малым колебаниям этих атомов вблизи положений равновесия. Это движение можно разложить на нормальные колебания, каждое из которых обычно представляет собой плоскую волну, распространяющуюся в решетке. Каждая волна помимо своей поляризации (т. е. направление смещения атомов), определяется так называемым волновым вектором k , направление которого совпадает с направлением распространения волны, а величина обратно пропорциональна длине волны $k = 2\pi/\lambda$). Частота колебаний ω является функцией волнового вектора k . В кристалле существуют различные типы упругих волн, отличающиеся характером поляризации и законом дисперсии; среди них имеются так называемые акустические волны, частота которых стремится к нулю при стремлении длины волны к бесконечности:

$$\omega = kv \quad (6.1)$$

Эти волны представляют собой обыкновенные звуковые волны (одна продольная и две поперечные), а константа v имеет смысл скорости звука.

Согласно квантовой механике, энергия и импульс, связанные с каждым нормальным колебанием (каждой волной), квантуются, т. е. могут принимать только дискретные значения; они оказываются кратными ($n = 1, 2, 3, \dots$) величинам, имеющим смысл соответственно энергии и импульса «элементарного возбуждения» колебательного движения в кристалле. Согласно сказанному ранее, каждое такое элементарное возбуждение можно рассматривать как квазичастицу с квазиимпульсом p и энергией:

$$E(p) = \hbar\omega(p/\hbar). \quad (6.2)$$

Эти квазичастицы, называют фононами. Они представляют собой, по видимому, наипростейший тип элементарных возбуждений в твердых телах. Число n , характеризующее степень возбуждения нормального колебания (нормальной моды), имеет простой смысл: это число фононов данного сорта (с импульсом $\hbar k$ и энергией $\hbar\omega$). Так как n - любое целое число, то фононы, как и фотоны, подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна.

Если элементарная ячейка кристалла содержит несколько атомов, то, кроме акустических возбуждений (которые соответствуют движению центра тяжести ячейки) с линейным спектром, существуют квазичастицы (соответствующие относительно движению атомов в ячейке), спектр которых имеет щель (соответствует минимальной энергии возбуждения относительно движения в ячейке). Такие колебания называются оптическими.

6.1.2 Электроны проводимости

Электроны, как и атомы в твердом теле, не свободны. Плотность обобществленных электронов, например, в металлах огромна, порядка

$10^{23} \div 10^{24} \text{ ýë} / \tilde{n} \text{ }^3$. Следовательно, электронный «газ» более чем в 10^4 раз плотнее воздуха, которым мы дышим. Такой сверхплотный газ можно рассматривать как электронную жидкость, а конденсированную систему атомов - как электронно-ионную плазму. Электронную «жидкость» обычно называют ферми-жидкостью, поскольку она состоит из частиц (электронов), подчиняющихся статистике Ферми-Дирака.

Электроны проводимости тоже называют квазичастицами, хотя это те же электроны, которые движутся в атомах, молекулах. Приставку «квази» электроны проводимости приобрели из-за того, что законы движения их очень уж отличаются от законов движения обычных частиц. Электрон проводимости можно представить себе как частицу, движущуюся в сопровождении облака других частиц. При своем движении частица отталкивает со своего пути одни частицы, тянет (ибо позади нее образуется зона эффективного положительного заряда) за собой другие, а именно наличие этого движущегося вместе с частицей облака других частиц приводит к изменению соотношения между импульсом и энергией частицы по сравнению с формулой $E = p^2 / 2m_0$. Следовательно, электрон проводимости в отличие от фононов (а также плазмонов, магнонов, см. ниже) - локализованная квазичастица.

Ввиду сложности закона дисперсии электронов проводимости удобной его характеристикой является форма поверхности постоянной энергии в пространстве импульсов, т. е. поверхности, определяемые уравнением $E(p) = \text{const.}$. Для обычных частиц ($E = p^2 / m_0$) подобная поверхность представляет собой сферу с радиусом $p = \sqrt{2m_0 E}$. Для электронов проводимости функция $E(p)$ оказывается периодической и поверхность постоянной энергии может иметь весьма сложную форму.

6.1.3 Плазмоны

В системе взаимодействующих электронов возможен еще один тип возбуждений. Вследствие кулоновского взаимодействия могут возникать коллективные колебания плотности электронов, так называемые плазменные колебания. В пределе больших длин волн частота этих колебаний равна плазменной частоте:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m}}, \quad (6.3)$$

где n_0 - концентрация электронов.

Этот результат можно получить с помощью элементарных соображений. Пусть электроны сдвинуты как целое на расстояние x по отношению к закрепленному фону положительного заряда решетки. При этом возникает поляризация $P_e = n_0 e x$, которая в свою очередь вызовет электрическое поле $E = -P_e$.

Следовательно, уравнение движения каждого заряда будет иметь вид

$$m(\partial^2 x / \partial t^2) = eE = -n_0 e^2 x. \quad (6.4)$$

Очевидно, решение уравнения описывает простое гармоническое колебание с частотой ω_p .

Квант плазменных колебаний $E = \hbar\omega_p$ называют плазмоном. Плазмоны подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. При плотностях электронов, характерных для металлов, плазменная частота соответствует довольно большой энергии (E порядка $5 \div 30 \text{ эВ}$), поэтому такие колебания не возбуждаются при тепловых энергиях, и следовательно, плазмоны не оказывают влияния на термодинамические свойства электронной системы.

Плазмой нельзя называть вполне хорошо определенным элементарным возбуждением, ибо он может быстро затухать, образуя пары квазичастиц.

6.1.4 Поляроны

Допустим, что свободный электрон возникает в ионном кристалле. Поскольку окружающие его атомы ионизованы, заряд электрона вызывает поляризацию своего непосредственного окружения, то есть, вызывает относительное смещение положительных и отрицательных ионов в решетке, ее локальную деформацию.

Приложим к кристаллу электромагнитное поле. Электрон начнет двигаться, и поле деформации будет перемещаться вместе с ним. Локальную деформацию можно представить как виртуальное испускание и поглощение оптических фононов. Такое представление позволяет говорить, что движущийся электрон сопровождается облаком фононов, которое существенно изменяет его массу. Следовательно, движущийся электрон в ионном кристалле - локализованная квазичастица; ее называют поляроном.

Заметим, что электроны во всех твердых телах несут с собой «шубу» - деформационное поле. Однако термин «полярон» используется применительно только к ионным кристаллам.

6.1.5 Экситоны

Как известно, отдельный атом (молекула) может находиться, в возбужденном энергетическом состоянии, отделенным от основного (наинижего) состояния конечной энергией возбуждения. Однако в кристалле, состоящем из большого числа одинаковых, сильно взаимодействующих между собой атомов (молекул), такое локализованное возбуждение является неустойчивым; оно будет передаваться от одного узла решетки к другому.

Элементарное возбуждение в этом случае называют экситоном. Экситоны реализуются в полупроводниковых и диэлектрических (молекулярных) кристаллах и, подобно плазмонам, подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна.

По зонной теории экситон - это связанное состояние двух квазичастиц - электрона и дырки. Экситон не может быть квалифицирован как локализованная квазичастица или как коллективное возбуждение. Различают два ос-

новых типа экситонов, соответствующие двум крайним случаям связи электрона и дырки: экситон Ванье и экситон Френкеля.

Экситон Ванье - сравнительно слабо связанное образование, электрон и дырка находятся на различных узлах решетки, причем расстояние между электроном и дыркой считается большим по сравнению с постоянной кристаллической решетки.

Экситон Френкеля можно представить как предельный случай экситона Ванье, когда связанные электрон и дырка находятся на одном и том же узле. Экситон реализуется в молекулярных кристаллах, в которых связь внутри молекулы (ковалентная) значительно сильнее, чем связь между молекулами (ван-дер-ваальсовая). Экситоны Ванье чаще всего наблюдаются в полупроводниках.

6.1.6 Магноны

Известно, что основное состояние ферромагнетика соответствует тому, что элементарные магнитные моменты (спины) всех атомов решетки одинаково ориентированы и образуют общий магнитный момент участка (домена) ферромагнетика. Состояние магнитного возбуждения связано с полным переверачиванием отдельного момента (спина) относительно всех остальных. Однако, как и в случае экситона, такое локализованное состояние возбуждения в системе, одинаковых взаимодействующих атомов является неустойчивым, и роль элементарных возбуждений играют волны переверачивания магнитных моментов (спиновые волны), при которых состояние возбуждения как бы переходит последовательно от одного атомного слоя к другому.

Кванты спиновых волн называются магнонами, они подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна.

Если в ферромагнетике перевернут не один магнитный момент, а больше, это означает, что по нему распространяется не одна спиновая волна, а несколько. Или на корпускулярном языке: в ферромагнитном кристалле существует некоторое число магнонов. При повышении температуры число магнонов возрастает пропорционально $T^{3/2}$, а общий магнитный момент ферромагнетика соответственно уменьшается.

Мы рассмотрели кратко всего шесть типов квазичастиц. Из них две-плазмон и экситон-оказались сложными квазичастицами. Таким образом, простые квазичастицы (фонон, электрон, дырка и т. д.), как и обычные частицы, могут быть строительным материалом для более сложных образований.

В отличие от реальных частиц квазичастицы существуют только в дискретном пространстве, в периодической структуре кристалла. Они существуют поскольку, поскольку существует сама структура. Их нельзя «вынуть» из кристалла, с разрушением кристалла они исчезают.

Дискретность пространства квазичастиц приводит к тому, что их импульс принимает физически различные значения лишь в пределах зоны Бриллюэна. Иными словами импульс квазичастицы может быть определен с точ-

ностью до слагаемого, кратного $2\pi K$ (K - вектор обратной решетки). Кроме того, пространство квазичастиц ограничено объёмом кристалла; это приводит к квантованию импульса.

В дальнейшем мы более подробно рассмотрим такие квазичастицы, как фононы и магноны и их взаимодействие с внешними электромагнитными полями.

6.2 Тепловые колебания в кристаллах [9,14, 16]

Атомы твердого тела находятся в постоянных тепловых колебаниях. Представление о частотах и амплитудах этих колебаний возможно получить с помощью простой модели. В этой модели все атомы твердого тела зафиксированы на своих местах, за исключением центрального, движение этого атома ограничено только одним измерением, его смещения из положения равновесия Δa достаточно малы (при этом справедлив закон Гука).

Частота колебаний атома ν определяется формулой для гармонического осциллятора

$$\nu = (1/2\pi)\sqrt{K/m}, \quad (6.5)$$

где m - масса атома; K - коэффициент жесткости, определяющий соотношение между смещением атома и приложенной силой. Для оценки K заметим, что напряжение F/a_0^2 (a_0^2 - площадь грани), действующее на грань выделенного в объёме твердого тела куба с ребром, равным длине a_0 одного межатомного промежутка, связано с возникающей относительной деформацией формулой

$$\Delta a/a_0 = (1/Y)F/a_0^2, \quad (6.6)$$

где Y - модуль Юнга для данного вещества. Так как приложенная сила F и обусловленное ею смещение Δa по гипотезе следуют закону Гука $F = K\Delta a$, то уравнение приобретает вид $\Delta a/a_0 = (1/Y)K\Delta a/a_0^2$, и мы имеем, что

$$K = a_0 Y \quad (6.7)$$

Эта формула выражает коэффициент жесткости K через межатомное расстояние a_0 и модуль Юнга Y , а обе эти величины можно легко измерить. Так, например, для алюминия: $\nu = (1/2\pi)\sqrt{Km} = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ н}\hat{a}\hat{e}^{-1}$. В действительности все атомы колеблются и пренебрегать флуктуациями межатомных расстояний, возникающих вследствие движения атомов, окружающих рассматриваемый нами атом, значит уходить от реальных условий. Тем не менее, предсказанная, с помощью простейшей модели, частота имеет правильный порядок величины.

6.2.1 Тепловые колебания. Амплитуды

Чтобы оценить амплитуды колебаний атомов твердого тела, найдем сначала среднюю энергию одномерного гармонического осциллятора, нахо-

дящегося в тепловом равновесии со своим окружением. Относительная вероятность того, что осциллятор имеет энергию E при температуре T , определяется больцмановским фактором $\exp(-E/kT)$, поэтому его средняя энергия находится путем интегрирования выражения $\exp(-E/kT)$ по всем возможным энергиям и последующего деления результата на интеграл $\exp(-E/kT)$ для нормировки.

Полная энергия осциллятора в любой момент времени есть сумма мгновенных значений его кинетической и потенциальной энергий

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{Kx^2}{2}, \quad (6.8)$$

где v - скорость частицы, а x - ее смещение из положения равновесия. Средняя же энергия гармонического осциллятора равна:

$$E = \frac{kT}{2} + \frac{kT}{2} = kT. \quad (6.9)$$

Кинетическая и потенциальная энергии равны в среднем каждая $\frac{1}{2}kT$, давая в сумме полную среднюю энергию $E = kT$. Этот результат можно истолковать, как указание на то, что гармонический осциллятор одного измерения имеет две степени свободы (по одной на каждый из двух видов энергии, которыми он обладает), причем в среднем с каждой степенью свободы связано количество энергии $\frac{1}{2}kT$. Свободная частица, движение которой ограничено одномерным случаем, имеет в среднем только $\frac{1}{2}kT$ тепловой энергии, так как у нее одна степень свободы.

Амплитуда A колебаний гармонического осциллятора есть его максимальное отклонение в любую сторону от положения равновесия. Когда $x = A$, вся энергия является потенциальной и $E = KA^2/2 = kT$.

Принимая во внимание другие приближения, допущенные нами, мы можем получить среднюю амплитуду колебаний гармонического осциллятора в условиях теплового равновесия при температуре T :

$$\bar{A} = \sqrt{(2kT)/K}. \quad (6.10)$$

Очевидно, что \bar{A} зависит только от K и T , но не от массы частицы m . Постоянная K в законе Гука для алюминия равна $\approx 20 \text{ эв} / \text{э} / \text{э}$. При 300°K (т. е. приблизительно при комнатной температуре) средняя амплитуда колебаний атома алюминия равна $\bar{A} = \sqrt{2kT/K} = 0.2 \bar{A}$, что составляет около 7% равновесной длины связи в алюминии при этой температуре. Реальное значение \bar{A} несколько меньше $0.2 \bar{A}$.

6.2.2 Нормальные колебания простой одномерной решетки

Атомы кристаллической решетки совершают тепловые колебания относительно положения равновесия - узлов решетки. В идеальной решетке все атомы физически равноправны. В такой структуре взаимосвязанных атомов смещение любого и атомов распространяется по всему коллективу: по кристаллической решетке бежит волна - типичное коллективное движение.

Совокупность коллективных движений может быть представлена, в виде суперпозиции плоских монохроматических волн - так называемых нормальных волн. Число подобных движений, которые могут возникнуть в решетке, равно числу степеней свободы - $3N$, где N - число атомов в кристалле. Каждый атом участвует одновременно во всех $3N$ нормальных колебаниях решетки. На рисунке 6.1 показана линейная цепочка, состоящая из одинаковых атомов, способных колебаться в направлении, перпендикулярном к длине цепочки. Такую цепочку можно рассматривать как струну. Если концы цепочки закреплены, то основное колебание её, отвечающее самой низкой частоте $\omega_{1 \hat{e}i}$, соответствует возникновению стоячей волны с узлами на концах (а). Следующему колебанию отвечает стоячая волна с узлами не только на концах, но и в середине цепочки (б), и так далее. Очевидно, что самая короткая длина волны, которая может возникнуть в такой цепочке, будет равна удвоенному расстоянию между атомами цепочки:

$$\lambda_{1 \hat{e}i} = 2a \quad (6.11)$$

Ей отвечает максимальная частота $\omega_{1 \hat{\lambda} \hat{e} \hat{N}}$, связанная с длиной волны соотношением:

$$\omega_{1 \hat{\lambda} \hat{e} \hat{N}} = \frac{2\pi\nu}{\lambda_{1 \hat{e}i}} = \frac{\pi\nu}{a}, \quad (6.12)$$

где ν - скорость распространения волн (звука) в цепочке.

Минимальная частота колебаний цепочки равна:

$$\omega_{1 \hat{e}i} = \frac{2\pi\nu}{\lambda_{1 \hat{\lambda} \hat{e} \hat{N}}} = \frac{\pi\nu}{L}, \quad (6.13)$$

где L - длина цепочки.

Из формул видно, что $\omega_{1 \hat{e}i}$ не является константой материала и зависит от размеров цепочки (размеров образца); что же касается $\omega_{1 \hat{\lambda} \hat{e} \hat{N}}$, то она является константой, определяемой межатомным расстоянием и скоростью распространения нормальных колебаний. Для реальных кристаллов $\omega_{1 \hat{\lambda} \hat{e} \hat{N}} = 10^{13} \tilde{n}^{-1}$.

Нормальные колебания характеризуются волновым вектором k , совпадающим с направлением распространения колебаний и по величине равного:

$$k = 2\pi / \lambda. \tag{6.14}$$

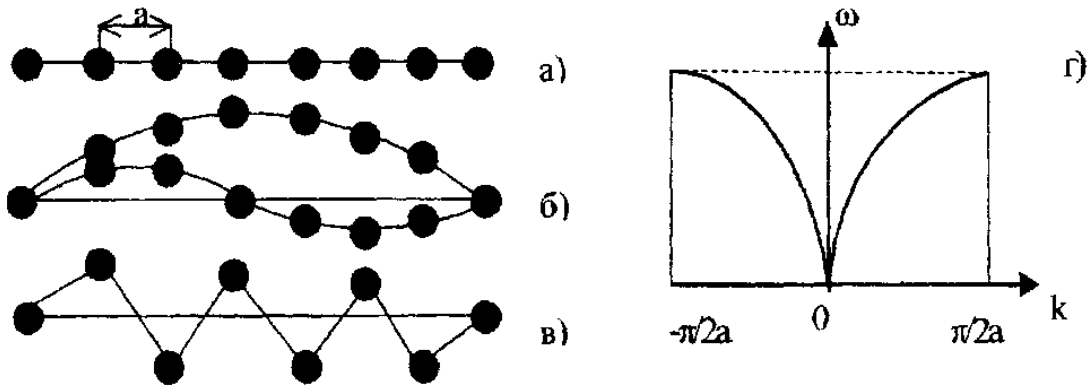


Рисунок 6.1

Из приведенных соотношений следует, что $\omega/v = 2\pi/\lambda$. Поэтому

$$k = \omega/v = 2\pi/\lambda \tag{6.15}$$

На рисунке 6.1,г показана зависимость частоты нормальных колебаний, возникающих в линейной цепочке однородных атомов, от волнового вектора k . При возрастании k от 0 до $\pi/2a$ частота нормальных колебаний увеличивается и при $k = \pi v/2a$ достигает максимальной величины, равной $\omega_{\text{max}} = \pi v/a$. Кривая, выражающая зависимость частоты колебаний от волнового вектора (от длины волны), называется дисперсионной кривой.

6.2.3 Нормальные колебания одномерной решетки с базисом

Рассмотрим теперь продольные колебания атомов одномерной решетки

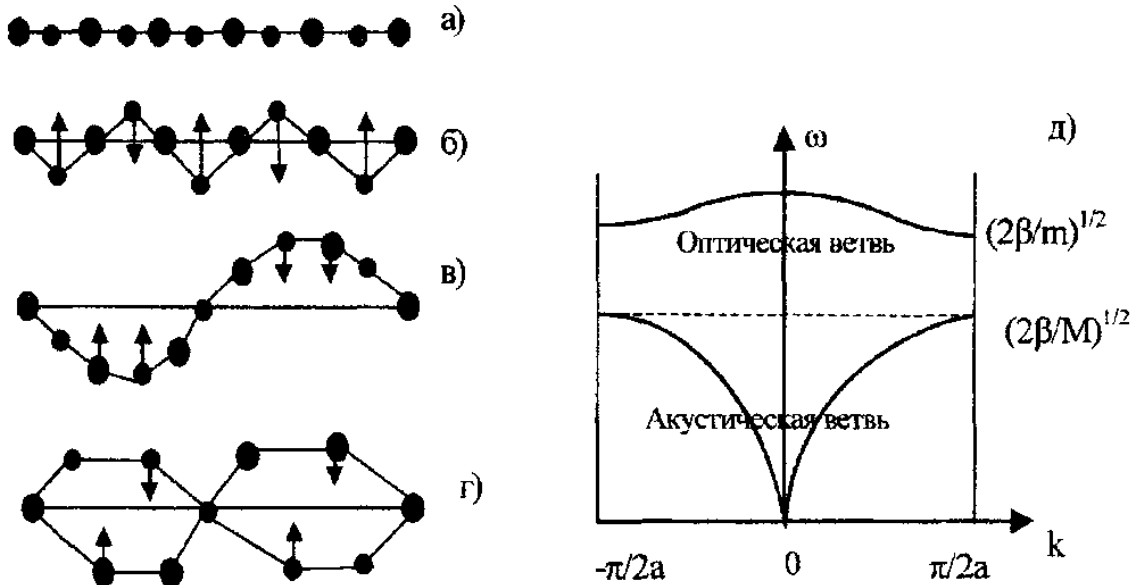


Рисунок 6.2

с базисом, когда на линейную элементарную ячейку Бравэ с параметром $2a$

приходится два атома различной массы. Обозначив массу более тяжелых атомов через \dot{I} , более легких через m . В такой цепочке возможно возникновение двух типов нормальных колебаний. Рисунок 6.2 демонстрирует эти колебания.

В первом случае (рисунок 6.2, а) колеблются только легкие или тяжелые атомы. Ясно, что частота колебаний легких атомов выше, чем тяжелых. Во втором случае колебания цепочки ничем не отличаются от колебаний однородной цепочки: соседние атомы колеблются практически в одной фазе и при $k=0$ $\omega_{\text{акуст}} = 0$. Такие колебания называются акустическими, так как они включают весь спектр звуковых колебаний цепочки. Для цепочки, состоящей из одинаковых атомов, это единственные колебания, которые могут в ней возникнуть.

В случае нормальных колебаний, показанных на рисунке 6.2,г соседние атомы колеблются в противофазе. Их называют оптическими колебаниями, так как они играют основную роль в процессах взаимодействия света с кристаллом. Акустические колебания дают основной вклад в тепловые свойства кристаллов - теплоёмкость, теплопроводность, тепловое расширение и другие.

На рисунке 6.2,д показаны дисперсионные кривые для акустических и оптических нормальных колебаний цепочки, состоящей из двух сортов атомов. В то время как для акустических колебаний частота растет с ростом волнового вектора и достигает максимального значения при $k=2\pi/a$, для оптических колебаний $\omega_{\text{опт}}$ имеет место при $k=0$; с ростом k частота оптических колебаний уменьшается и становится максимальной при $k=\pi/2a$.

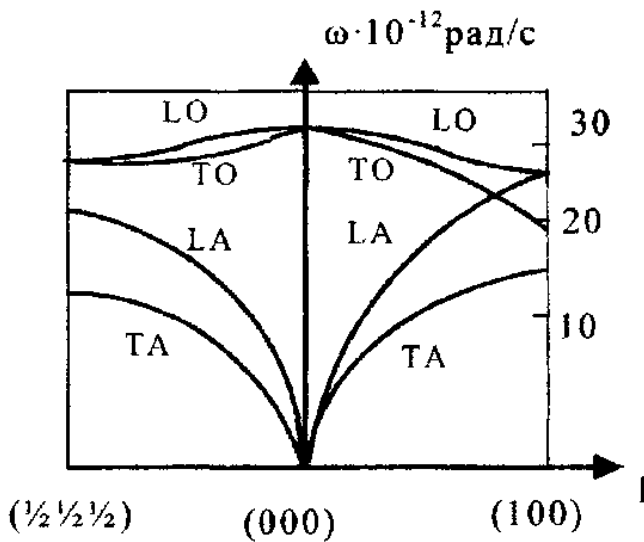


Рисунок 6.3

Уравнение, связывающее частоту ω и волновое число k , имеет вид:

$$\omega^4 = 2\beta \frac{M+m}{Mm} \omega^2 + \frac{4\beta \sin^2 ka}{Mm}. \quad (6.16)$$

Уравнение имеет два корня:

$$\omega_1 = \sqrt{2\beta \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m} \right)} \quad (\text{оптическая ветвь}),$$

$$\omega_2 = a \sqrt{\frac{2\beta}{M+m}} \quad (\text{акустическая ветвь}),$$

где β - силовая постоянная, связанная с жесткостью кристалла.

Оптические колебания возникают не только в цепочке, состоящей из разнородных атомов, но и в том случае, когда цепочка состоит из двух и бо-

лее простых, составленных из одинаковых атомов, в элементарной решетке, в которой содержатся два или более атомов.

Результаты, полученные для одномерной цепочки, могут быть обобщены на случай трехмерного кристалла. Можно показать, что в коллективе из nN атомов (где n - число атомов в базисе, а N - число элементарных ячеек во всём кристалле) может существовать N продольных акустических колебаний, $2N$ поперечных акустических колебаний, $(n-1)N$ продольных оптических колебаний, $2(n-1)N$ поперечных оптических колебаний. На рисунке 4.3 приведена дисперсионная кривая для двух важных направлений в k -пространстве для кристалла алмаза. Алмаз, у которого примитивная ячейка содержит два атома углерода, имеет шесть фононных ветвей: одну продольную акустическую LA , одну продольную оптическую LO , две поперечных акустических TA , две поперечных оптических TO .

6.2.4 Спектр нормальных колебаний решетки

Одним из основных вопросов теории колебаний решетки является вопрос о распределении нормальных колебаний по частотам. Выше мы уже рассматривали вопрос о распределении частот колебаний стоячих волн в ограниченных областях объёмом V . В результате установили, что число стоячих волн в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$ равно: $dN_\omega = \frac{V}{2\pi^2 v^3} \omega d\omega$, (v - скорость звука). Исходя из этого выражения, возможно определить число волн приходящихся на единицу объёма:

$$dn_\omega = \omega^2 d\omega / (\pi^2 v^3). \quad (6.17)$$

Тогда функция:

$$f(\omega) = \frac{dn_\omega}{d\omega} = \frac{3V\omega^2}{\pi^2 v^3}, \quad (6.18)$$

определяет плотность заполнения спектрального участка $d\omega$ нормальными колебаниями, а, следовательно, и частотный спектр этих колебаний. Она называется функцией распределения нормальных колебаний. Максимальная частота спектра в рассматриваемом приближении определяется из условия: $Vf(\omega)d\omega = 3N$. Подставив в интеграл выражение для $f(\omega)$ и проинтегрировав от 0 до некоторой максимальной частоты ω_D , получим:

$$\omega_D = \left[\frac{3N}{V} \cdot \pi^2 v^3 \right]^{1/3}, \quad (6.19)$$

где N - число атомов в объеме V , а частота ω_D называется характеристической дебаевской частотой.

Тогда можно записать, что:

$$f(\omega) = 9N \frac{\omega^2}{\omega_D^2}. \quad (6.20)$$

6.3 Функциональные устройства на поверхностных акустических волнах [8, 15]

Работа акустоэлектронных устройств основана на возбуждении в пьезоэлектрических материалах (кварц, ниобат лития $LiNbO_3$, гермонат висмута $Bi_{12}GeO_{12}$, ZnO , CdS и др.), распространении в них и взаимодействии с электронами акустических звуковых волн. В приборах СВЧ могут использоваться ультразвуковые (до 10^{13} $\text{Å}\ddot{o}$) колебания. Практически освоены приборы с гиперзвуковыми колебаниями до 10^{10} $\text{Å}\ddot{o}$.

6.3.1 Акустоэлектрический эффект

Акустоэлектрический эффект - одно из проявлений акустоэлектронного взаимодействия, в результате которого под действием бегущей ультразвуковой волны в проводящей среде возникает электрический ток. Появление тока связано с передачей импульса (и соответственно энергии) от ультразвуковой волны электронам проводимости. Это приводит к направленному движению носителей заряда - электрическому току в направлении распространения звука.

При взаимодействии акустических волн с электронами проводимости каждый фонон, взаимодействующий с электроном, передает ему импульс $\hbar\omega/v$ (ω - частота и v - скорость звука соответственно). При этом электрон получает дополнительную скорость $\Delta v = \hbar\omega/(v \cdot m)$ в направлении распространения звука (m - масса электрона) и возникает электрический ток, плотность которого $J_{ae} = e \cdot n_e \cdot \Delta v = \frac{e \cdot n_e \cdot \hbar \cdot \omega}{m \cdot v}$, где e - заряд электрона, n_e - число электронов проводимости в единице объема. Если учесть, что $\mu = \tau e/m$ подвижность электронов, τ - время между столкновениями, а $I = \hbar \cdot \omega \cdot n_\phi \cdot v$ - интенсивность ультразвуковой волны (n_ϕ - число фононов в единице объема) и положить, что $\alpha_e = \frac{n_e}{n_\phi} \cdot \frac{1}{v \cdot \tau}$ - коэффициент поглощения электронов в проводящей среде, то

$$j_{ae} = \frac{a_e \cdot \mu \cdot I}{e} \quad (\text{соотношение Вайнрайха}).$$

Например, в замкнутой электрической цепи, состоящей из кристалла CdS с металлическими электродами, перпендикулярными направлению распространения звука, в измерительном приборе будет протекать акустоэлектрический ток. Если же цепь разомкнута, то между электродами возникает акустоэлектрическая разность потенциалов, напряженность поля которой

$$E_{ae} = \frac{j_{ae}}{\sigma} = \frac{a_e \cdot \mu \cdot I}{\sigma \cdot v},$$

где σ - электропроводность среды. Величина E_{ae} достигает нескольких $V/\text{см}$ при интенсивности звука $1 \text{ дБ} / \text{см}^2$.

Наряду с продольным акустоэлектрическим эффектом можно наблюдать и поперечный, т.е. возникновение разности потенциалов на электродах кристалла, расположенных параллельно направлению распространения звука. Акустоэлектрический эффект имеет место и для упругих поверхностных волн. Если к кристаллу, в котором распространяется ультразвуковой волны, приложено внешнее постоянное электрическое поле, создающее дрейф носителей заряда в направлении распространения ультразвуковой волны, то акустоэлектрический эффект существенно зависит от соотношения скорости дрейфа v_D и скорости звука v . Так, при $v_D < v$ характер и знак акустоэлектрического эффекта тот же, что и при отсутствии дрейфа. При $v_D > v$ акустоэлектрический эффект меняет знак. Смена знака происходит точно при $v_D = v$. При $v_D > v$ в пьезополупроводнике происходит усиление ультразвука, а акустоэлектрический эффект резко уменьшается. Коэффициент усиления ультразвука достигает нескольких десятков дБ. Однако практическое применение этого эффекта ограничивается тепловым режимом (перегрев кристалла в непрерывном режиме) и шумами усилителя ультразвука. Поэтому, предпочтительнее использовать для усиления ультразвука поверхностные акустические волны (ПАВ), это позволяет осуществить непрерывный режим усиления, предотвратить самовозбуждение и уменьшить шумы усилителя.

Поверхностные акустические волны (ПАВ) это упругие волны, распространяющиеся вдоль свободной поверхности твердого тела или вдоль границы твердого тела с другими средами и затухающие при удалении от границ. ПАВ бывают двух типов: с вертикальной поляризацией, у которых вектор колебательного смещения частиц среды расположен в плоскости, перпендикулярной к границе (вертикальная плоскость), и с горизонтальной поляризацией, у которых вектор смещения частиц среды параллелен границе и перпендикулярен направлению распространения волны.

Простейшими и наиболее часто встречающимися на практике ПАВ с вертикальной поляризацией являются Рэлея волны, распространяющиеся вдоль границы твердого тела с вакуумом или достаточно разреженной газовой средой. Фазовая скорость волн Рэлея $v_R = 0,9v_t$, где v_t - фазовая скорость плоской поперечной волны.

Вдоль границы двух твердых тел, плотности и модули упругости которых не сильно различаются, может распространяться ПАВ Стоунли, состоящая как бы из двух рэлеевских волн (по одной в каждой среде). Фазовая скорость Стоунли меньше v_t в обеих граничных средах, где v_t - скорость продольных волн.

Кроме ПАВ рэлеевского типа, существуют волны с горизонтальной поляризацией (волны Лява), которые могут распространяться на границе твердого полупространства с твердым слоем. Это волны чисто поперечные. Их фазовая скорость заключена в пределах между фазовыми скоростями поперечных волн в слое и полупространстве. Волны Лява распространяются с дисперсией; при малых толщинах слоя их фазовая скорость стремится к скорости v_t в полупространстве.

На границах кристаллов могут существовать все те же типы ПАВ, что и в изотропных твердых телах, только движение частиц в волнах усложняется. Так, на некоторых плоскостях кристаллов, обладающих пьезоэлектрическими свойствами, волны Лява подобно волнам Рэля могут существовать на свободной поверхности (без твердого слоя); это так называемые электрорезонансные волны. В пьезополупроводниковом кристалле возможно взаимодействие ПАВ с электронами проводимости, приводящие, как отмечено выше, к усилению этих волн.

ПАВ широко используются в устройствах для преобразования и аналоговой математической обработки радиосигналов (акустоэлектроника). Возможность и целесообразность такого использования упругих волн обусловлены их малой скоростью по сравнению со скоростью света и различными видами взаимодействия ультразвуковых и гиперзвуковых волн с электромагнитными волнами, а также их малым поглощением. Акустоэлектронные устройства позволяют производить различные преобразования сигналов: во времени (задержку сигналов, изменение их длительности), частотные и фазовые (сдвиг фаз, преобразование частоты и спектра), изменение амплитуды (усиление, модуляция), а также более сложные преобразования (интегрирование, кодирование и декодирование, свертку и корреляцию сигналов и т.д.).

Выполнение таких операций часто необходимо в радиолокации, технике дальней связи, системах автоматического управления, вычислительных устройствах и др.

По физическим принципам можно выделить пассивные линейные устройства, в которых производится линейное преобразование сигнала (линии задержки, фильтры и др.), активные линейные устройства (усилители сигналов) и нелинейные (устройства для генерации, модуляции, перемножения и других преобразований сигналов).

6.3.2 Принципы создания устройств на поверхностных акустических волнах

Малая скорость распространения акустических колебаний в среде $v = 0.33 \div 10 \hat{e} \hat{i} / \hat{n}$ дает возможность получить задержку радиосигнала $\tau = 1 \div 30 \hat{i} \hat{e} \hat{n}$ на сантиметр длины звукопровода. Длина акустической волны $\lambda = v/f$ примерно в 10^5 раз меньше длины электромагнитной волны в свободном пространстве при одной и той же их частоте колебаний f .

Размеры приборов на ПАВ пропорциональны длине волны, поэтому нижний предел их рабочей частоты (примерно 1 МГц) обусловлен неприемлемо большими габаритами устройств. Кроме того, для работы на низких частотах имеются устройства других типов с достаточно хорошими характеристиками: фильтры LC, кварцевые резонаторы, приборы с зарядовой связью, цифровые интегральные схемы и т. д.

Верхняя граница рабочих частот $1\div 3 ГГц$ определяется пока трудностями изготовления элементов СВЧ с размерами, меньшими единиц (десятых долей) микрометра, а также возрастанием потерь с ростом частоты.

Принцип действия линий задержки (ЛЗ) на ПАВ основан на использовании малой скорости их распространения вдоль звукопровода. ЛЗ состоит из кристалла пьезоэлектрика **1** и двух преобразователей **2** (рис. 6.4), нанесен-

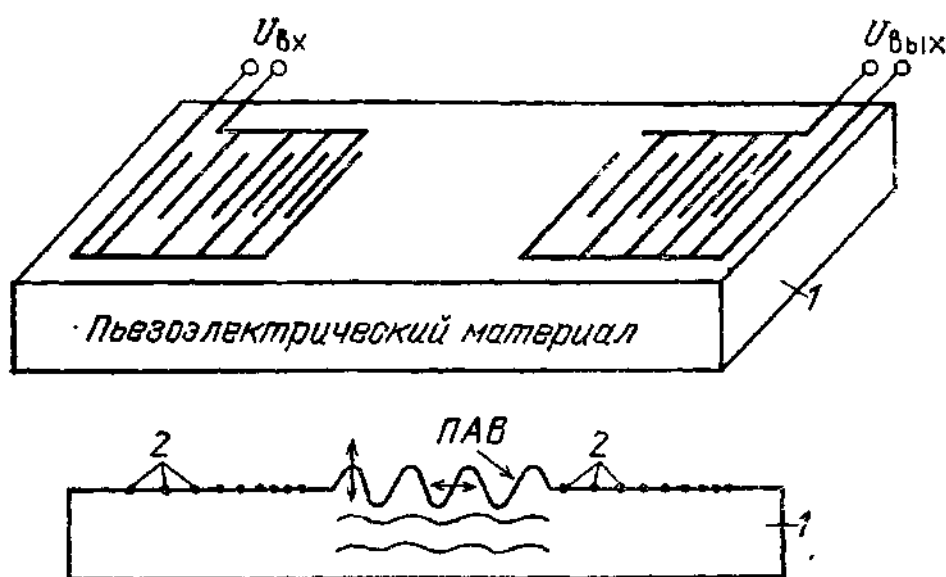


Рисунок 6.4

ных на его поверхности и удаленных друг от друга на расстояние, обеспечивающее получение требуемого времени задержки $\tau = l/v$, где l - длина звукопровода.

Наиболее эффективное преобразование радиосигнала в ПАВ и обратно осуществляется встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) - двумя рядами электродов, вложенными друг в друга (рис. 6.4), период структуры которых должен быть равен λ . Во входном ВШП возбуждаемые радиосигналом в пьезоэлектрике акустические волны от каждой пары электродов складываются в фазе и распространяются к выходному ВШП, где происходит обратное преобразование. В широкополосных ЛЗ шаг штырей ВШП делается переменным. Для получения одинаковой задержки на различных частотах расстояния между каждыми парами соответствующих штырей входного и выходного ВШП должны быть одинаковыми.

Используя сложную траекторию - многократное прохождение волной звукопровода, время задержки можно увеличить в десятки раз и довести до

единиц миллисекунд. Дискретная регулировка задержки сигнала производится поочередным подключением выходных преобразователей многоотводной ЛЗ.

Суммарные потери в устройствах на ПАВ состоят из потерь в преобразователях и потерь при распространении. Причинами последних являются:

взаимодействие ПАВ с тепловыми колебаниями решетки, а также рассеяние на дефектах кристаллов, загрязнениях и трещинах поверхности. Эти потери уменьшаются полировкой кристаллов и соответствующим выбором направлений плоскостей срезов;

перекачка энергии ПАВ в энергию синфазной объемной волны в воздухе.

Потери снижаются вакуумированием поверхности звукопровода или помещением его в атмосферу легкого газа.

Общее затухание в устройствах на ПАВ пропорционально их длине, т. е. времени задержки, и в зависимости от их конструкции и рабочей частоты может составлять от десятых долей до десятков децибел.

Созданы ЛЗ и на объемных акустических волнах. Стержень звукопровода одной из таких ЛЗ помещен в отверстие, соединяющее два прямоугольных волновода со смежными широкими стенками. На концах стержня нанесены пленки CdS - преобразователи электромагнитных колебаний в акустические и обратно. Рабочие частоты таких ЛЗ от $0.8 \cdot 10^8$ Гц, время задержки до 10 мкс, потери до 50 дБ.

Различают два основных типа фильтров на ПАВ: в одном частотно-селективные свойства определяются ПАВ-резонаторами, в другом - структурой ВШП.

В ПАВ-резонаторах резонансная область ограничена расположенными на определенном расстоянии друг от друга отражателями, выполненными в виде решеток пазов, металлических электродов и т. п. Для связи с внешними цепями и другими резонаторами служат один - два преобразователя (одно- или двухвходовый резонатор), которые могут быть расположены как в самом резонаторе, так и вблизи него (при слабой связи). Двухвходовый резонатор является узкополосным фильтром весьма малых размеров с распределенными параметрами. Каскадное соединение таких резонаторов есть многозвенный фильтр с высоким подавлением боковых лепестков передаточной функции.

Полосовые фильтры второго типа сходны конструктивно с уже рассмотренными ЛЗ. Они могут иметь и два соединенных между собой выходных многоэлементных ВШП, расположенных симметрично относительно входного ВШП, помещенного в центре звукопровода. В этих фильтрах используются частотно-избирательные свойства многоэлементных ВШП. Центральная частота полосы пропускания определяется расстояниями между электродами ВШП и скоростью ПАВ, а ширина полосы пропускания и форма АЧХ - количеством, размерами и взаимным расположением электродов ВШП. Если ВШП имеют равномерное расположение и постоянное перекры-

тие всех электродов, то амплитудно-частотная характеристика фильтра имеет вид $\sin(cx)$, где c - константа, $(-\infty, \infty)$.

Для получения АЧХ, близкой к прямоугольной, электроды должны быть аподизированы, в данном случае перекрываться по такому же закону $\sin(cx)$.

В общем случае для получения требуемой формы АЧХ фильтра $H(f)$ необходимо, чтобы закон перекрытия электродов, совпадал с импульсным откликом $h(t)$ преобразователя, поскольку $h(t)$ связан с $H(f)$ обратным преобразованием Фурье.

Полосовые фильтры на ПАВ перекрывают метровый и дециметровый диапазоны, их относительная полоса пропускания составляет от 0,01 до 100%, вносимые потери в полосе пропускания – единицы, десятки децибел; подавление в полосе задерживания не менее 40... 50 дБ.

На основе взаимодействия ПАВ и свободных носителей заряда близко расположенного полупроводника может быть получено усиление сигнала. Так, если на поверхность пьезоэлектрического кристалла, вдоль которой распространяется ПАВ, поместить полупроводниковую пластину, то в ней будет наводиться электрический ток, а акустоэлектронное взаимодействие будет сопровождаться потерей мощности сигнала. Однако, если к полупроводниковой пластине приложить постоянное напряжение, такое, чтобы электроны в полупроводнике двигались по направлению распространения ПАВ и их дрейфовая скорость несколько превышала скорость ПАВ, то носители заряда могут отдавать энергию сигналу; в данном случае происходит усиление бегущей волны сигнала, как это имеет место в лампах бегущей волны (ЛБВ). Усилители на ПАВ работоспособны в диапазоне 0,1... 1,5 ГГц, могут иметь коэффициент усиления до 100 дБ и коэффициент шума, меньший 10 дБ.

Работа генератора на ПАВ основана (рис. 6.5) на использовании в цепи положительной обратной связи усилительного прибора ЛЗ на ПАВ.

Подбором конфигурации ВШП и времени задержки обеспечивается одномодовый режим работы генератора на частоте, для которой фазовый набег по петле обратной связи равен $2\pi n$. В настоящее время реализуемы ПАВ-генераторы до 1,5 ГГц (в перспективе до 3 ГГц). Нестабильность частоты: кратковременная 10^{-8} с^{-1} , - долговременная 10^{-5} с .

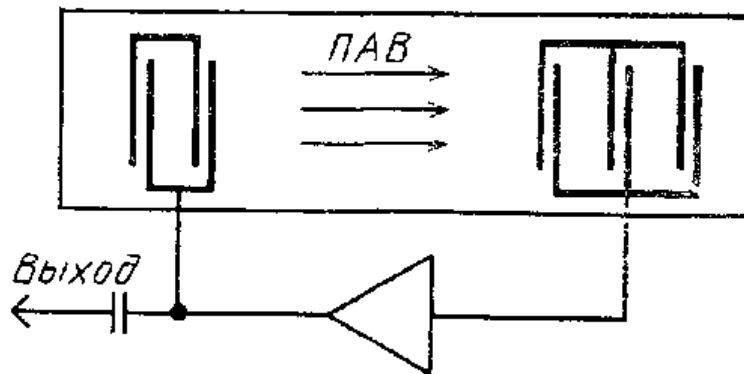


Рисунок 6.5

Подстройка частоты ПАВ – генератора осуществляется изменением фазы сигнала в цепи обратной связи.

Устройства на ПАВ эффективны для согласованной фильтрации фазоманипулированных шумоподобных сигналов (ФМ ШПС). Такие сигналы образуются путем фазовой манипуляции несущей частоты последовательностью импульсов, чередование "0" и "1" которой происходит в соответствии с выбранным кодом. Если обозначить период кода, равный длительности исходной информационной посылки, T_C , то база B_c этого сигнала будет равна $A_N = T_C \cdot \Delta F_C = T_C / \tau_{\dot{\gamma}} = N_{\dot{\gamma}}$, где τ_c - длительность элемента ФМ ШПС, а $N_{\dot{\gamma}}$ - число элементов сигнала на длительности T_C .

На рис. 6.6,а изображена структура такого сигнала и согласованного с ним фильтра (СФ), включающего возбудитель ПАВ и встречно-штыревые

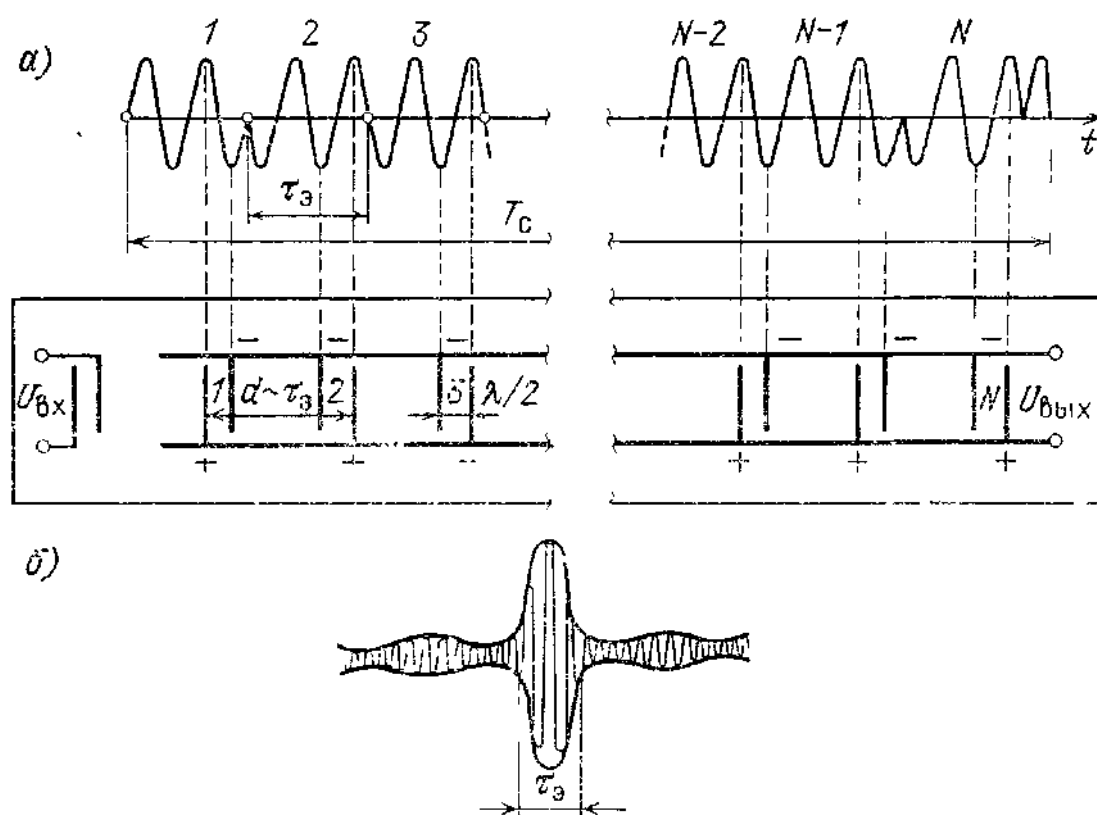


Рисунок 6.6

преобразователи, расположенные друг от друга на расстоянии d , равном длине элемента ШПС. Количество электродов равно $N_{\dot{\gamma}}$, а их взаимное расположение точно соответствует коду обрабатываемого сигнала. Рисунок 6.6,а соответствует моменту времени, когда сигнал полностью заполнил СФ, на каждом электроде создается напряжение, соответствующее своему элементу сигнала. В течение времени $t_0 < \tau_{\dot{\gamma}}$ напряжения всех электродов будут складываться в фазе на суммирующих шинах. В этом можно убедиться, мысленно сдвигая сигнал вправо так, чтобы каждый его элемент оставался связанным со своим преобразователем. Таким образом, амплитуда колебаний на выходе в

течение t_0 будет в $N_{\Sigma} = B_C$ раз меньше, чем на каждом электроде. Это позволяет при относительно больших B_C выделять сигнал даже в том случае, когда его уровень меньше уровня шума.

Если сигнал сдвинется относительно структуры СФ настолько, что его элементы начнут возбуждать не “свои“ электроды, то колебания от них на суммирующих шинах окажутся уже не синфазными и выходное напряжение значительно уменьшится.

“Свернутый” сигнал на выходе СФ будет иметь вид, показанный на рис. 6.6,б). Минимизация уровня боковых лепестков относительно основного корреляционного пика достигается выбором кодирующей последовательности с хорошими автокорреляционными и взаимнокорреляционными свойствами.

Недостатком рассмотренного устройства является возможность выделения сигнала только одной конкретной структуры. Для его устранения в более совершенных СФ каждый электрод соединяется с шиной своей группы через ключ, фильтр становится программируемым.

На нелинейном взаимодействии акустических волн основана работа ПАВ-конвольвера - аналогового устройства, осуществляющего программируемые операции свертки и согласованной фильтрации сложных сигналов в реальном масштабе времени.

Алгоритм работы конвольвера определяется видом опорного сигнала.

Конвольвер (отделенная штрихами верхняя часть рис. 6.7) состоит из подложки - пластины единого кристалла пьезоэлектрика, например $LiNbO_3$, на краях которой нанесены ВШП (1 и 2), а в середине - металлическая пластина 3 длиной L , являющаяся выходным электродом. Пусть на входы 1 и 2 подаются соответственно информационный $S(t)$ и опорный $R(t)$ сигналы длительностью T , согласованные по полосе с полосой пропускания ВШП.

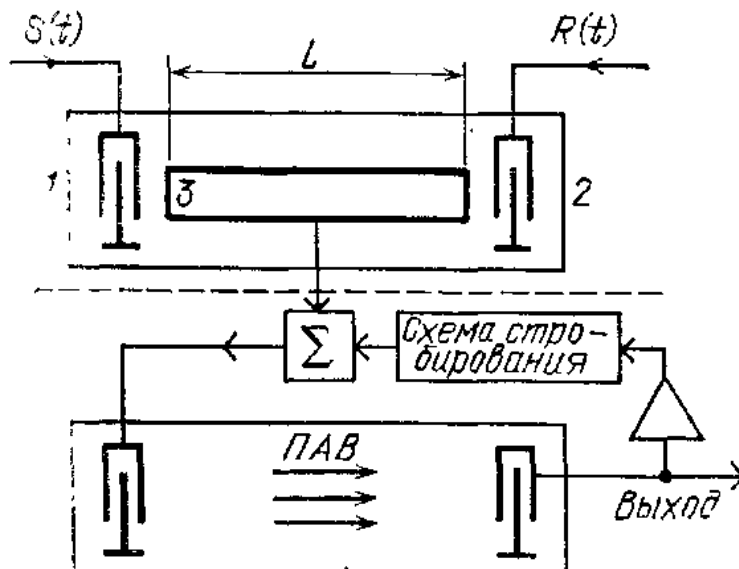


Рисунок 6.7 Устройство на ПАВ для приема сложных сигналов с большой длительностью

Оба этих сигнала возбуждают в подложке акустические волны, распространяющиеся под выходным электродом со скоростью v навстречу друг другу. Вследствие нелинейности пьезоэффекта наложение встречных ПАВ вызывает появление на выходном электроде сигнала, пропорционального в каждой точке произведению $S(t)$ и $R(t)$. Поэтому выходной сигнал, снимаемый с электрода 3, равен

$$S_{\hat{A}\hat{U}\hat{O}}(t) = \int_{-L/2}^{L/2} S(t - z/v)R(t + z/v)dz$$

Вводя переменную $\tau = t - z/v$ и считая, что время интегрирования $T = L/v$ превышает длительность $S(t)$ и $R(t)$, получаем, что $S_{BЫX}(t)$ является акустической сверткой входных сигналов:

$$S_{\hat{A}\hat{U}\hat{O}}(t) \approx \int_{-\infty}^{\infty} S(\tau)R(2t - \tau)d\tau.$$

При одинаковой длительности $S(t)$ и $R(t)$ вследствие их встречного движения длительность свертки $S_{BЫX}(t)$ будет в два раза меньше.

Если опорным сигналом служит обращенный во времени входной сигнал, то $S_{BЫX}(t)$ представляет собой автокорреляционную функцию сигнала

$S(t)$. Такой опорный сигнал может быть получен с помощью второго дополнительного конвольвера. Для этого на его вход **1** надо подать $S(t)$, а на электрод **3** подать δ -импульс. При этом благодаря свойству δ -функции обращать сигнал во времени на входе **1** появится сигнал $R(t) = S(-t)$.

Для согласованной фильтрации сигналов большой длительности можно использовать устройство, состоящее из конвольвера и ЛЗ, охваченной петлей обратной связи и имеющей время задержки, равное времени интегрирования конвольвера. Когерентность выходных сигналов, соответствующих каждому сегменту сложного сигнала, приводит к увеличению отношения сигнал-шум.

Основной параметр конвольвера - информационная емкость (произведение полосы пропускания на время интегрирования T_H до 100 мкс) - может достигать нескольких тысяч.

Динамический диапазон конвольвера ограничивается его нелинейным насыщением, при больших значениях $S_{BЫX}(t)$ на выходе конвольвера появляются ложные сигналы, увеличиваются шумы. Главное достоинство конвольверов - сочетание быстродействия, широкой полосы частот, малых габаритных размеров и массы при высокой надежности работы и относительно низкой стоимости.

ПАВ радиочастотные метки используются для идентификации широкой гаммы багажа или коммерческих транспортных средств и контейнеров. ПАВ инспекционная схема (рис. 6.8) работает следующим образом. Передатчик посылает импульс радиосигнала высокой частоты (например, в 1000 МГц) на ПАВ радиочастотной метки на изделии, которое подлежит идентификации. ПАВ радиочастотная метка является пассивным элементом в виде кодированного встречно-штыревого преобразователя (ВШП) поверхностных акустических волн. При этом может быть выбран определённый код, соответствующий только данному изделию, любой разрядности (например 128 бит). На рис. 6.9 показана увеличенная в 100 раз топология радиочастотной метки на ПАВ. ВШП реализует двоичный код 110011011. Передатчик импульса (рис. 6.8) посылает импульс опроса. После небольшого времени задержки ПАВ (~0,1 мкс), ВШП переизлучает кодированный 110011011, ко-

торый затем обнаруживается радиоприёмным устройством, например, приёмником доступа в систему с временным разделением и схемой фазового детек-

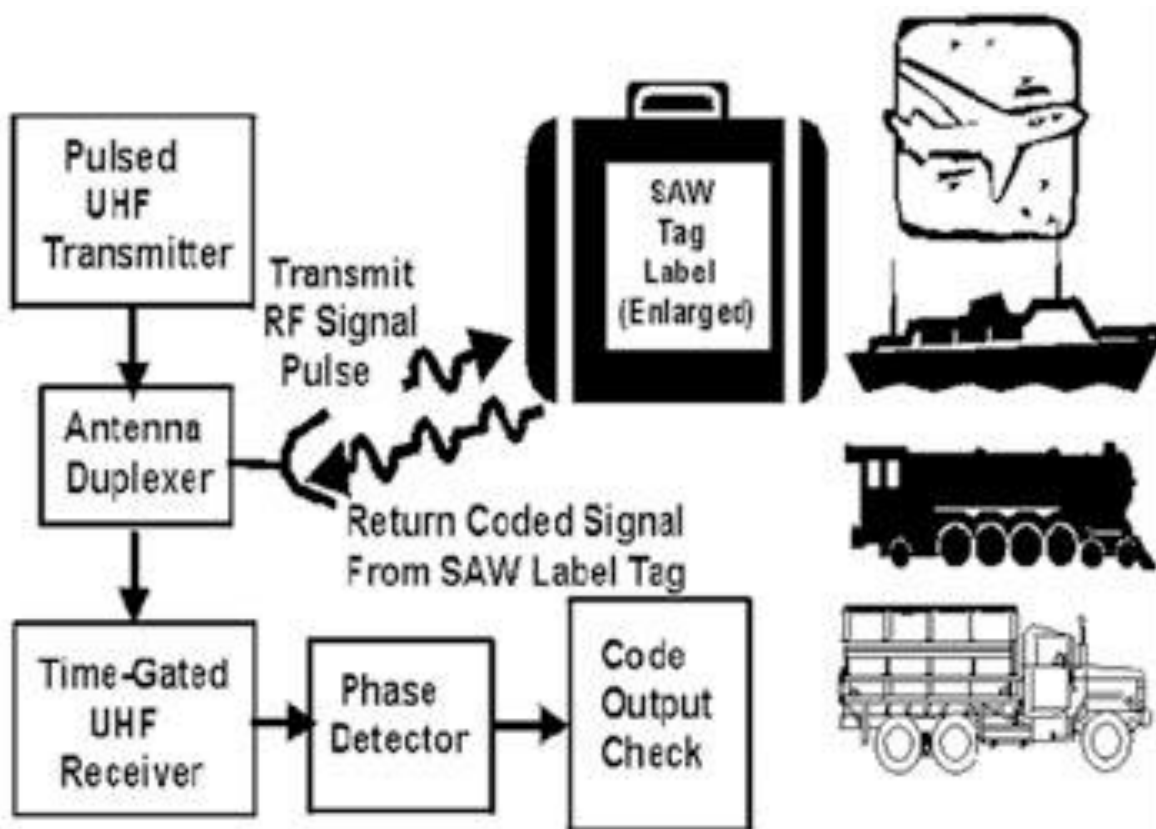


Рисунок 6.8. Структурная схема инспекционного устройства на ПАВ

тора. Необходимо отметить, что для достоверной идентификации объекта необходимо, чтобы время распространения сигнала между передатчиком и ПАВ-меткой было больше, чем ВШП разрядность кода.

На рис. 6.9 показана увеличенная в 100 раз топология радиочастотной метки на ПАВ. ВШП реализует двоичный код 110011011. Передатчик импульса (рис. 6.8) посылает импульс опроса. После небольшого времени задержки ПАВ (~0,1 мкс), ВШП переизлучает кодированный 110011011, который затем обнаруживается радиоприёмным устройством,

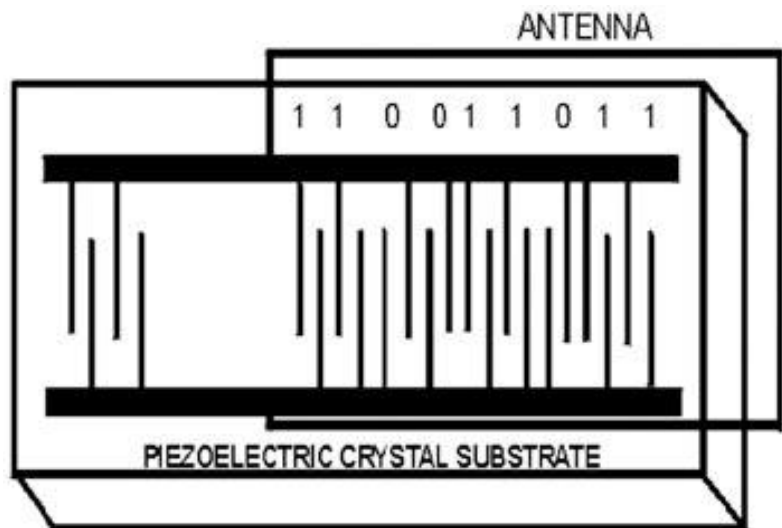


Рисунок 6.9. Топология радиочастотной метки на ПАВ

например, приёмником доступа в систему с временным разделением и схемой фазового детектора. Необходимо отметить, что для достоверной идентификации объекта необходимо, чтобы время распространения сигнала между передатчиком и ПАВ-меткой было больше, чем ВШП разрядность кода.

ПАВ радиочастотные метки имеют ряд преимуществ, по сравнению со штриховым кодом оптического типа, в первую очередь, малые размеры, благодаря чему их практически невозможно визуально обнаружить, а также скрытность, поскольку они могут находиться внутри транспортного контейнера.

Приведённые примеры показывают многообразие вариантов применения устройств АЭУ на ПАВ-системах и средствах связи. Улучшение их характеристик - диапазона рабочих частот, вносимых потерь, подавления сигнала в полосе задержания, неравномерности ГВЗ, массы, габаритов и стоимости - и повышение технологичности при их изготовлении происходит в следующих направлениях:

- Перевод технологии изготовления АЭУ на новые пьезоэлектрические материалы - тетраборат лития и лангасит.
- Развитие технологии получения интегральных слоистых структур для СВЧ АЭУ на резонаторах с использованием объёмных акустических волн (ОАВ).
- Переход на технологию получения субмикронных топологических структур АЭУ методом проекционной литографии.
- Развитие технологии получения интегральных слоистых структур на основе алмазоподобных плёнок (АПП) для АЭУ на ПАВ.
- Разработка типовых технологических процессов изготовления АЭУ.
- Разработка методов автоматизированного проектирования АЭУ на основе новых технологий.
- Разработка АЭУ нового поколения: полосовых, узкополосных, широкополосных, импедансных, взвешенных, режекторных, многоканальных фильтров, фильтров для параллельных Фурье-процессоров, фильтров промежуточной частоты, резонаторов, фильтров сжатия, линий задержки, дисперсионных линий задержки и других с использованием новых технологий и методов.

Использование АЭУ нового поколения позволит адаптировать существующую аппаратуру к современным требованиям отечественного и мирового рынка.

Таким образом, областями применения разрабатываемых устройств на ПАВ являются практически все перспективные системы и аппаратура передачи и обработки информации нового поколения: подвижные, спутниковые, тропосферные и радиорелейные линии связи, спутниковое, кабельное, цифровое, сотовое телевидение и телевидение высокой чёткости.

6.4 Магнитостатические спиновые волны [8, 15]

6.4.1 Общие сведения о спиновых волнах

Магнитостатические спиновые волны (МСВ) позволяют обрабатывать СВЧ сигналы в реальном масштабе времени и легко управляются магнитным полем. Устройства на МСВ наиболее перспективны для аналоговой обработки информации в диапазоне 1 - 60 ГГц, где использование акустоэлектронных устройств на поверхностных акустических волнах встречает большие технические трудности из-за усложнения устройств и приводит к дополнительному искажению сигнала.

Известно, что длина акустической волны при частотах свыше 1 ГГц становится меньше 1 мкм, и предельные возможности фотолитографии ограничивают рабочую частоту устройств на поверхностных акустических волнах до 1,5 ГГц.

Длины же магнитостатических спиновых волн лежат в диапазоне $3 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^2$ м, и существующий уровень технологии позволяет создавать на МСВ функциональные устройства СВЧ диапазона.

Магнитостатические спиновые волны представляют собой колебания намагниченности ферромагнетика. Вызванная этими колебаниями электромагнитная волна имеет фазовую скорость значительно меньшую, чем скорость света в магнетике, а групповую скорость $\frac{d\omega}{dk}$, зависящую от величины внешнего магнитного поля H , намагниченности M и толщины d пленки.

В основном состоянии ферромагнетика все спины параллельны. Если считать спины классическими векторами момента количества движения \bar{S} , то обменная энергия $W_{i\dot{a}}$ системы из N спинов, расположенных в линейной цепочке, будет равна

$$W_{i\dot{a}} = -2INS^2 \quad (6.21)$$

где I - обменный интеграл, величина которого зависит от степени перекрытия распределений заряда взаимодействующих атомов.

Если в цепочке возникает локализованное возбуждение в виде перевернутого спина, то энергия системы увеличится на $8IS^2$. Может возникнуть возбуждение значительно меньшей энергии, если спин повернется лишь на небольшой угол и конец спинового вектора будет прецессировать вокруг направления общего намагничивания магнетика. Это элементарное возбуждение будет передаваться по цепочке в виде волны, называемой магнитостатической спиновой, или просто спиновой волной. Таким образом, спиновые волны представляют собой распространение колебаний относительной ориентации спинов в кристалле, и они сходны с упругими волнами, являющимися результатом колебаний атомов относительно своих равновесных положений.

ний. Спиновая волна в линейной цепочке атомов представлена на рис.6.10. Волна изображена линией, проходящей через концы спиновых векторов. По аналогии с квантом упругих колебаний кристалла - фононом, квант спиновой волны в магнитоупорядоченных средах называется магноном.

В одномерной цепочке, в которой учитывается взаимодействие лишь ближайших атомов, энергия магнона равна

$$\hbar\omega_m = 4IS(1 - \cos ka). \quad (6.22)$$

В случае длинных волн, когда $ka \ll 1$; $1 - \cos ka \approx \frac{(ka)^2}{2}$. и

$$\hbar\omega_m = 4ISK^2a^2, \quad (6.23)$$

т. е. частота магнонов ω_m пропорциональна квадрату волнового числа k^2 в отличие от фононов, для которых в том же предельном случае длинных волн частота ω_m пропорциональна k .

Если в линейной цепочке имеется N спинов и возбуждена, спиновая волна k с амплитудой U_k , то условие квантования, т. е. число магнонов, возбужденных с волновым вектором k , имеет вид

$$n_k \approx \frac{NU_k^2}{2S}, \quad (6.24)$$

а энергия магнонов, энергия возбуждения спиновой волны

$$W_{mk} = n_k \hbar\omega_{mk} \quad (6.25)$$

Возбуждение спиновой волны осуществляется с помощью микрополосковых линий, в виде тонких слоев металла, нанесенных на ферритовую

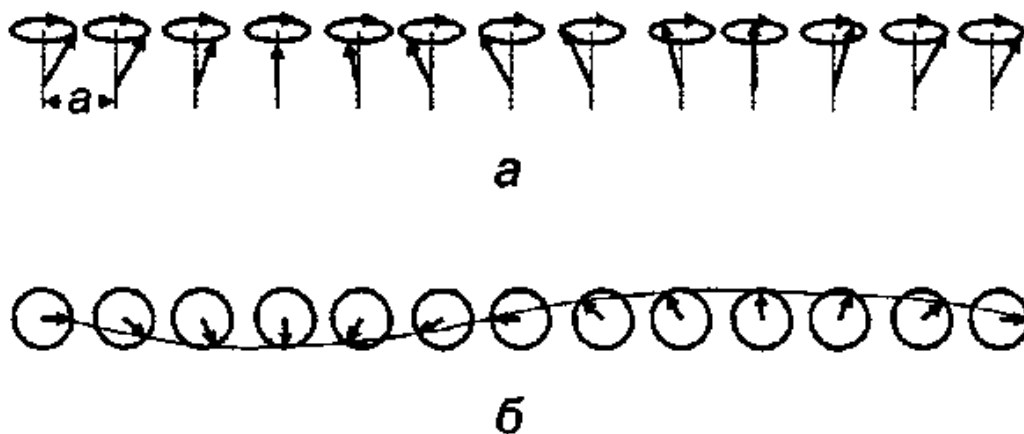


Рисунок 6.10. Спиновая волна в линейной цепочке атомов:

- а* — вид цепочки спинов в перспективе (сбоку);
б — вид цепочки спинов сверху (показана длина волны, волна изображена линией, проходящей через концы спиновых векторов)

пленку, в которой распространяется МСВ. Магнитная компонента СВЧ волны, бегущей по микрополоску, раскачивает магнитные моменты в ферритовом слое и создает спиновые волны, бегущие в сторону от микрополоска. Минимальная длина волны колебаний намагниченности при таком методе

возбуждения МСВ равна примерно ширине полоска “ b ”, поэтому ширина спектра МСВ, возбуждаемых полоском, равна $\Delta\omega_m = \omega_m(k_{\max} - \omega_m(0))$, где $k_{\max} = 2\pi/b$. Следовательно, преобразователь в виде одиночного микрополоска реализует широкополосное преобразование электромагнитной СВЧ волны в магнитоэлектрические спиновые волны. При создании нескольких микрополосков эффективность преобразования определяется интерференцией МСВ, возбуждаемых каждым из микрополосков. В этом случае в полосе преобразования $\Delta\omega_m$ одиночного микрополоска возникает спектр преобразования с максимумами при определенных частотах, напоминающий дифракцию света на дифракционной решетке.

6.4.2 Основные характеристики магнитоэлектрических волн (МСВ) [11]

Для случая распространения электромагнитных волн в неограниченной гиромагнитной среде известны дисперсионные уравнения для спиновых волн.

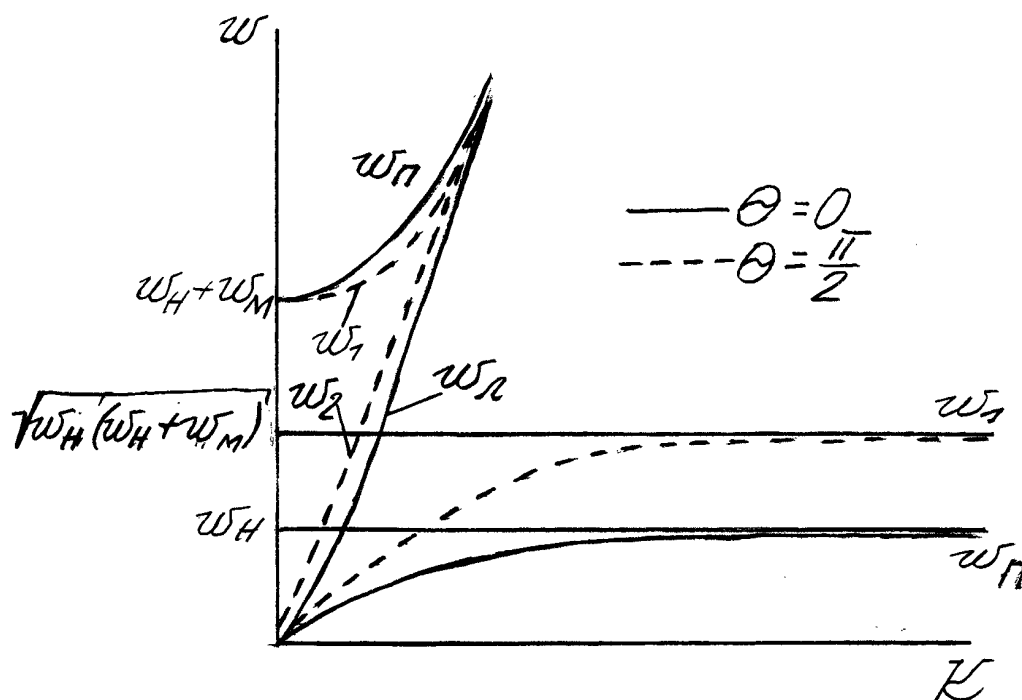


Рисунок 6.11. Дисперсионные соотношения для электромагнитных волн в непроводящем, намагниченном до насыщения ферромагнетике (без учета потерь) Θ - угол между направлением распространения и направлением намагничивания.

Для продольного распространения радиоволн в неограниченной гиромагнитной среде (ϵ - скалярная величина) дисперсионное уравнение имеет следующий вид [11]:

$$\omega_H \mp \omega + \frac{\omega_M}{1 - k^2 c^2 \omega^2 \varepsilon} = 0 \quad (6.26)$$

Здесь верхний знак соответствует волне с правым вращением, а нижний - с левым.

Зависимости ω от k , которые следуют из уравнения для волн с правым и левым вращением, приведены на рис. 6.11, $\Theta = 0$, ω_+ , ω_- , соответственно.

Из этого рисунка видно, что для волны с левым вращением дисперсионное соотношение мало отличается от линейной зависимости $\omega(k)$, которая имела бы место для среды с не зависящими от ω параметрами.

Для волны с правым вращением спектр имеет две ветви.

Для одной из них (ее можно назвать *электромагнитной*) ω неограниченно растет с ростом k , стремясь к $c\sqrt{\varepsilon}k$.

Для другой - *магнитоэлектрической* или *спиновой* ветви ω при больших k стремится к постоянной величине ω_H .

При поперечном распространении электромагнитной волны в неограниченной гиротропной среде (ε - скалярная величина) может возбуждаться “необыкновенная” волна (при $\vec{H}_0 \perp \vec{H}_m$) и “обыкновенная” волна (при $\vec{H}_0 \parallel \vec{H}_m$). Для “необыкновенной” волны в поперечно намагниченной (до насыщения) среды дисперсионное уравнение имеет следующий вид:

$$k^2 \frac{c^2}{\varepsilon} = \omega^2 \frac{(\omega_H + \omega_M)^2 - \omega^2}{\omega_H(\omega_H + \omega_M)^2 - \omega^2} \quad (6.27)$$

Дисперсионные характеристики для “необыкновенной” волны и “обыкновенной” волны показаны также на рис 6.11, $\Theta = \frac{\pi}{2}$, ω_1 , ω_2 , соответственно.

Нижняя ветвь кривой ω_1 с ростом k стремится к постоянной величине $\sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$. Эта ветвь является *магнитоэлектрической* или *спиновой*.

Рассмотрим свойства спиновых волн в ограниченных средах – функциональных устройствах.

Магнитоэлектрическими волнами (MSW-magnetostatic wave) называют длинноволновые (волновое число $k < 10^4$) колебания намагниченности в магнитоупорядоченной среде. Возможность возбуждения и распространения МСВ возникает при намагничивании этой среды с помощью внешнего поля смещения. В зависимости от соотношения направлений поля смещения, траектории распространения волн и нормали к поверхности пленки ИЖГ (наиболее часто используемая магнитоупорядоченная среда) различают три основных типа МСВ, с которыми ведутся исследования (рис.6.12):

ПМСВ - поверхностная МСВ (MSSW - magnetostatic surface wave). Эта волна образуется, когда вектор поля смещения расположен в плоскости пленки перпендикулярно волновому вектору. Распространение ПМСВ взаимно (в зависимости от направления фазовой скорости волна перемещается по противоположным поверхностям пленки);

ПОМСВ - прямая объемная МСВ (MSPW - magnetostatic forward volume wave). Эта волна образуется, когда вектор поля смещения расположен перпендикулярно плоскости пленки и волновому вектору. ПОМСВ изотропна в плоскости пленки и может распространяться в любом направлении, при этом наиболее легко возбуждаются низшие моды. Групповая скорость этих волн положительна;

ООМСВ - обратная объемная МСВ (MSBVW - magnetostatic backward volume wave). Эта волна образуется, когда вектор поля смещения расположен в плоскости пленки параллельно волновому вектору. Как и ПОМСВ, ООМСВ являются многомодовыми, фазовая и групповая скорости ООМСВ направлены противоположно.

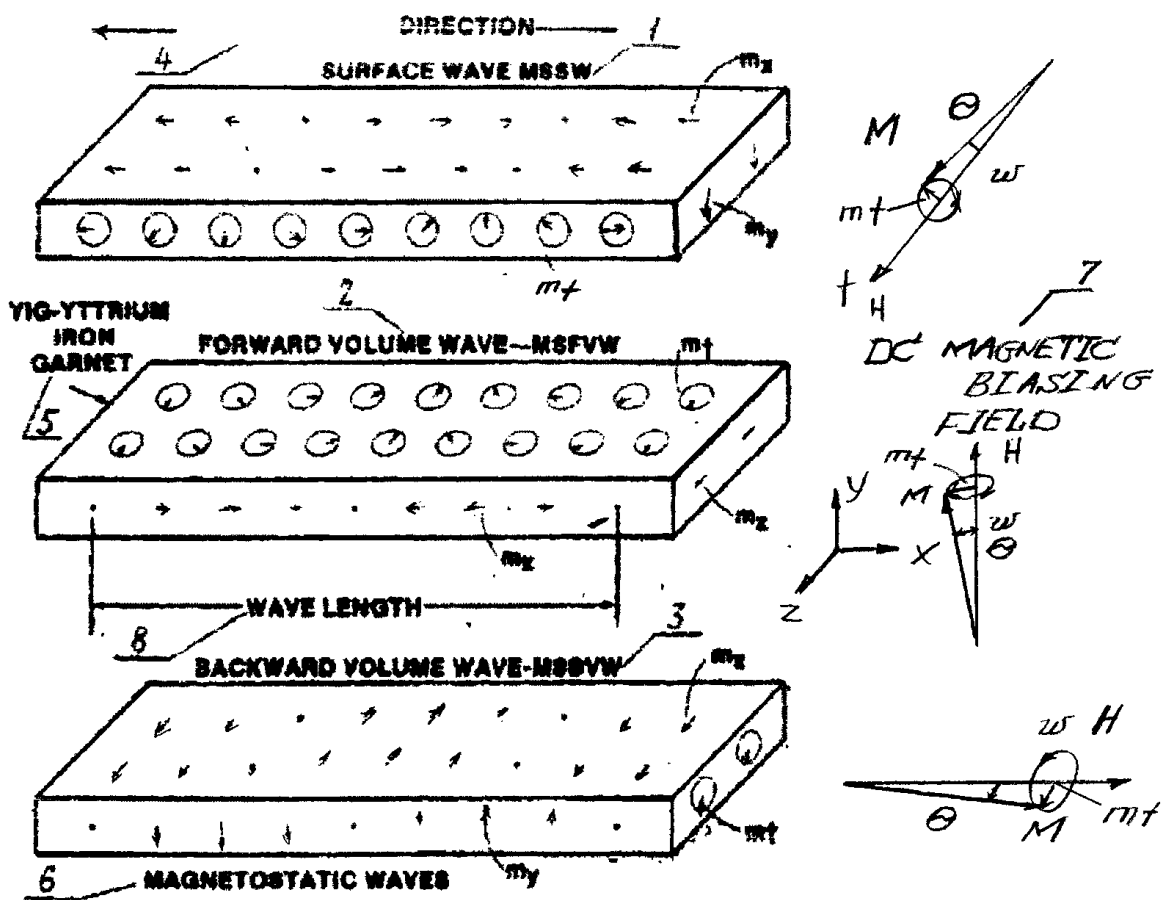


Рисунок 6.12. Волновые картины МСВ:

1 – ПОМСВ; 2 – ПОСМВ; 3 – ООСМВ; 4 – направление распространения;

5 –

Распространение МСВ в ограниченной среде, которой, в частности, является пленка ИЖГ, характеризуется дисперсионной зависимостью длины распространяющейся волны от частоты возбуждающего СВЧ сигнала. Эту зависимость обычно выражают функцией $\omega(k)$, которая определяется дисперсионными уравнениями:

$$\omega^2 \approx \omega_H^2 + \omega_H \omega_M - \frac{\omega_H \omega_M}{kL} (1 - e^{-kL}) \quad (\text{для ПОМСВ});$$

$$\omega^2 \approx \omega_H^2 + \frac{\omega_H \omega_M}{kL} (1 - e^{-kL}) \quad (\text{для ООМСВ});$$

$$\omega^2 \approx \omega_H^2 + \omega_H \omega_M + \frac{\omega_M^2}{4} (1 - e^{-2kL}) \quad (\text{для ПМСВ}),$$

где $\omega_H = |\gamma| H_i$; $\omega_M = |\gamma| 4\pi M_s$; L – толщина пленки; γ – гиромангнитное отношение; H_i – внутреннее эффективное магнитное поле; M_s – намагниченность насыщения материала пленки. Графики указанных зависимостей приведены на рис.6.13.

Пределы существования МСВ определяются следующими выражениями:

$$[\omega_H (\omega_H + \omega_M)]^{1/2} < \omega < (\omega_H + \frac{\omega_M}{2})$$

(для ПСМВ, пленка неметаллизирована);

$$[\omega_H (\omega_H + \omega_M)]^{1/2} < \omega < (\omega_H + \omega_M)$$

(для ПСМВ, пленка металлизирована);

$$\omega_H < \omega < [\omega_H (\omega_H + \omega_M)]^{1/2}$$

(для ПОМСВ и ООМСВ).

Из приведенных выражений видно, что частотные области существования ПОМСВ и ООМСВ одинаковы и они шире области существования ПМСВ в неметаллизированной пленке

Дисперсионные свойства МСВ и возможность управления ими с помощью внешнего магнитного поля позволяют осуществить оптимальную аналоговую обработку информации

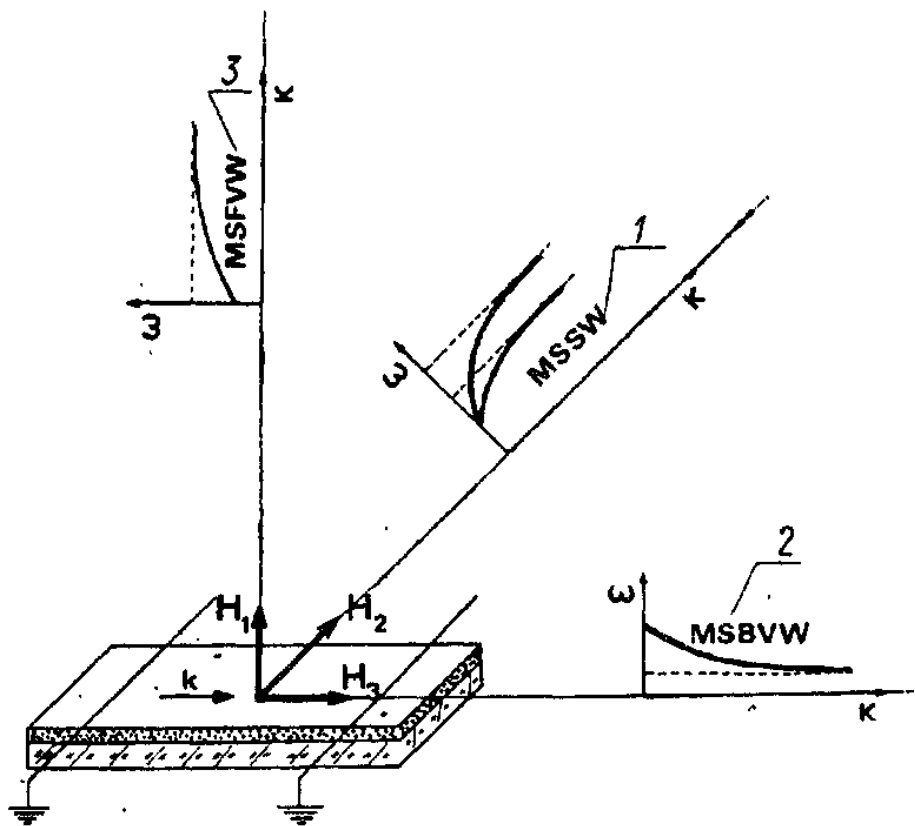


Рисунок 6.13. Дисперсионные характеристики $\omega(k)$ МСВ (расчетные): 1 – ПСМВ; 2 – ООСМВ; 3 – ПОМСВ.

мации непосредственно в СВЧ диапазоне. Обработка ведется как во временной (дисперсионные и недисперсионные линии задержки), так и в частотной (двухполосные и трансверсальные фильтры, резонаторы) областях, а также путем, изменения траектории движения волн. Известно также использование устройств на МСВ в качестве нелинейных элементов СВЧ тракта (ограничители, модуляторы).

Приведем сводки характеристик, отражающих результаты, полученные в ходе работы по технике МСВ. Обобщение этих сводок дает следующую картину:

- уровни рабочей мощности - единицы мкВт и мВт (для объемных МСВ до десятков мВт),

- частотный диапазон - 2+20 ГГц (для ИЖГ) и до 60 ГГц (для гексаферритов);

- потери распространения - 0,02 дБ/нс;

- возможная ширина рабочей полосы частот - 1+2 ГГц;

- длительность задержки - 10+1000 нс, сотни нс/см;

- скорость распространения - $3 \cdot 10^{10}$ см/с;

- длина волны - 1 - 1000 мкм (для пленки толщиной 10 мкм);

- динамический диапазон - 50 дБ; - высокая эффективность связи волноводущей пленки с преобразователем - потери менее 2 дБ;

- возможность взаимной и невзаимной работы.

Приведенные данные имеют явно оценочный характер и требуют по ряду показателей корректировки с учетом результатов исследования.

6.4.3 Преобразователи электромагнитных волн в МСВ [8, 15]

В рамках решения общей задачи разработки устройств на МСВ с заданной формой дисперсионной характеристики это направление, особенно в отношении сложных узкополосных преобразователей, базируется на использовании простых широкополосных волноводущих структур. Поэтому, в известном смысле, его считают альтернативным направлением создания сложных волноводущих структур с использованием простых широкополосных преобразователей.

Теоретические и экспериментальные работы по преобразователям унаследовали опыт работ по ПАВ. Они сосредоточились на изучении АЧХ, расчетах сопротивлений излучения, потерь преобразования, распределения токов в отдельных штырях в зависимости от характера аподизации (т.е. от взвешенной вариации длины, ширины, межосевого расстояния штырей), а также величины зазора между плоскостью пленки ИЖГ и плоскостью расположения преобразователя. При этом учитывалась сильная связь между токами в нем и МСВ.

Исторически первым типом преобразователя, подвергшимся изучению, был отрезок микрополосковой линии возбуждения ПМСВ (в дальнейшем - микрополосковый преобразователь). Полоса его рабочих частот весьма широ-

ка и ограничивается лишь тем, что волновое число k должно быть меньше π/d , где d - ширина полоска. Сопротивление постоянному току такого преобразователя должно быть меньше сопротивления излучения, что также ограничивает значение d . Используют две конструкции микрополоскового преобразователя - с полоской, разомкнутым на конце, либо замкнутым на экран. Первый вариант применяется, когда длина волны в полоске соизмерима с шириной пленки ИЖГ, второй - когда длина волны много больше ширины пленки ЖИГ.

По мере дальнейшего развития работ по преобразователям с задачей разработки фильтрующих устройств стали изучаться более сложные конструкции: меандровая (meander line), решетчатая (grating line) и встречно-штыревая (interdigital transducer-IDT).

Интерес к встречно-штыревым преобразователям возник в связи с разработкой фильтров на объемных МСВ. Расчеты и эксперименты проводились со схемами из 2, 4 и 10 штырей на частоте 9 ГГц. Длина штырей 4,8 мм, ширина 50 мкм, межштыревое расстояние 1 и 0,33 мм. Пленка ИЖГ имела толщину 6,9 мкм и ширину 3 мм. Расстояние между преобразователями 10 мм. В качестве подложки использован оксид алюминия, ее толщина 0,635 мм.

Эксперименты выявили не только большое количество боковых лепестков на АЧХ, но и возможность их подавления путем расщепления штырей и отделения преобразователя от поверхности пленки слоем диэлектрика толщиной 100 - 200 мкм. Типичные размеры штырей преобразователя на 3 ГГц - длина 2-3 мм, ширина 30 мкм, толщина 3 мкм, расстояние между штырями 300 мкм, количество штырей 1 - 30 в зависимости от желаемой частотной характеристики.

В целом, работы по преобразователям показывают, что теория многоштыревых конструкций разработана еще недостаточно с точки зрения учета взаимного влияния отдельных штырей и возбуждаемых волн, а эксперименты требуют особой точности поддержания заданных размеров как самого преобразователя, так и его расположения относительно плоскости и краев пленки ИЖГ.

6.4.4 Функциональные устройства на МСВ [8, 15]

Приборы на МСВ реализуются как по схеме на проход, так и по схеме на отражение. Примером конструктивного исполнения устройств на МСВ может служить линия задержки (ЛЗ, рис. 6.14).

Она включает в себя диэлектрическую парамагнитную подложку 1 из галлий-гадолиниевого граната ГГГ, на которую нанесена монокристаллическая пленка ЖИГ 2 толщиной 0,5... 277 мкм с малыми потерями и узкой кривой ферромагнитного резонанса $\Delta H = 11$ А/м. Преобразование входного электромагнитного сигнала в МСВ обратно осуществляется короткозамкнутыми или разомкнутыми полосковыми преобразователями 3 и 4. В качестве преобразователей могут использоваться и ВШП, создающие магнитную составляющую

СВЧ поля, сходную по структуре с полем возбуждаемой МСВ. Изменяя значение и распределение H_0 , можно регулировать время задержки, что позволяет производить обработку СВЧ сигнала различной длительности в реальном масштабе времени. Расстояние от заземленной пластины 5 до подложки влияет на характер дисперсии, что используется для компенсации паразитной зависимости $\tau(f)$ в ЛЗ.

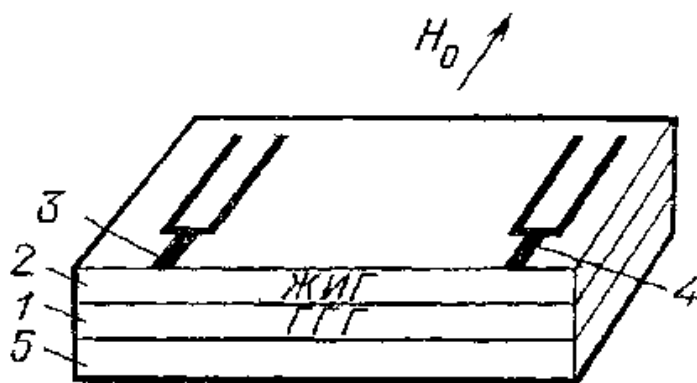


Рисунок 6.14. Линия задержки на МСВ

Важным преимуществом устройств на МСВ является планарность конструкции и возможность их изготовления по хорошо отработанной интегральной и эпитаксиальной технологии. На основе использования МСВ могут быть созданы магнитоэлектрические функциональные аналоги всех ферритовых приборов СВЧ, но с меньшими (на порядок) размерами. Можно, в частности,

ожидать замены нетехнологичных ферритовых фильтров (ФФ) на сферах ЖИГ фильтрами на МСВ.

Рассмотрим один из вариантов построения бездисперсионной ЛЗ с перестройкой

В ходе решения поставленной задачи разработчики предложили элемент задержки, состоящий из двух последовательно включенных ЛЗ с линейной дисперсией, - одна на ПМСВ, другая на ООМСВ. Схема этого соединения приведена на рис.6.15а. Поскольку наклоны характеристик обеих ЛЗ взаимно обратны (рис. 6.13-1, 3), при их сложении получается, в принципе, бездисперсионная зависимость задержки от частоты. Эта зависимость варьировалась путем изменения поля смещения в ЛЗ на ООМСВ.

ЛЗ на ПМСВ состояла из пленки ЖИГ (толщина 30 мкм, ширина 3 мм, длина 15 мм, нанесенной на подложку из ГГГ толщиной 500 мкм. Подложка стороной, на которой выращена пленка ИЖГ, накладывалась на два микрополосковых преобразователя с полосками из алюминия (толщина 5 мкм, ширина 50 мкм, расстояние между преобразователями 10 мм), нанесенных фотолитографически на подложку из оксида алюминия толщиной 354 мкм. Выходные концы полосков замкнуты на проводящий экран. Потери в ЛЗ составляли 9 дБ.

В качестве преобразователей в ЛЗ на ООМОВ использовались две золотые проволоки диаметром 50 мкм, отстоящие друг от друга на расстояние 12 мм. При изменении поля смещения в ЛЗ на ООМСВ на 25 Гс (с 498 до 523 Гс) изменение задержки составило 15нс (с 168 до 183 нс) в полосе 250 МГц (центральная частота 2,86 ГГц) (рис.6 .15 б). Общие потери из-за несогласованно-

сти ЛЗ составили 35 дБ, которые при согласовании можно сделать меньше 10 дБ. Общие потери из-за несогласованности ЛЗ составили 35 дБ, которые при

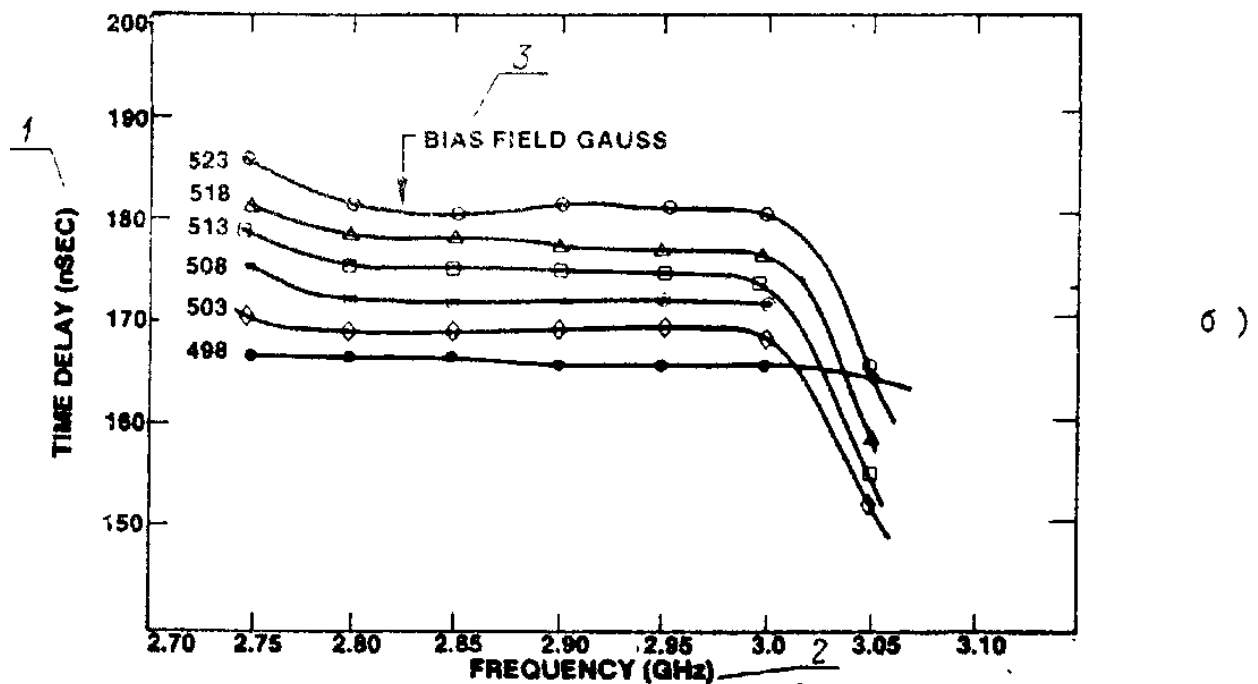
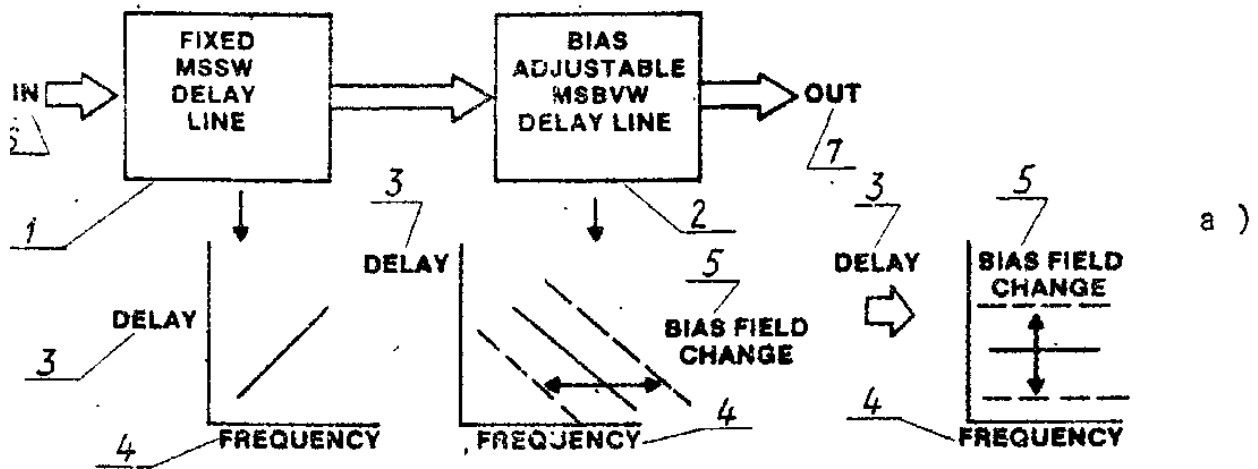


Рисунок 6.15а, б. Схема и характеристика каскада на ПМСВ и ООМСВ:

- а) схема соединения
 1 – фиксированная ЛЗ на ПМСВ; 2 – регулирующая ЛЗ на ООМСВ;
 3 – длительность задержки; 4 – частота; 5 – изменение поля смещения; 6 – вход; 7 – выход;
- б) результирующая дисперсионная характеристика
 1 – задержка (нс); 2 – частота (ГГц); 3 – поле смещения (Гс)

согласовании можно сделать меньше 10 дБ.

Недостаточная температурная стабильность устройств может быть улучшена применением термостабильных магнитов смещения и термостатированием.

7 МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ АНИЗОТРОПИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ПЛАЗМЫ

Ранее указывалось, что некоторые материальные среды обладают анизотропией электромагнитных свойств. Это находит отражение в том, что материальные уравнения таких сред в самом общем виде имеют следующий вид:

$$\bar{D} = \varepsilon_a \bar{E}, \quad \bar{B} = \mu_a \bar{H}, \quad \bar{j} = \sigma_a \bar{E},$$

где ε_a , μ_a , σ_a - тензоры абсолютной диэлектрической и абсолютной магнитной проницаемостей и проводимости соответственно. В частных случаях может проявляться только электрическая или только магнитная анизотропия. Например, для магнитно-анизотропной среды абсолютная магнитная проницаемость представляет собой тензор, в то время как абсолютная диэлектрическая проницаемость является скалярной величиной.

Внутренней причиной анизотропии является особенность атомно-молекулярного строения вещества, в частности упорядоченное пространственное расположение атомов в узлах кристаллической решетки. Любые монокристаллы (кварц, кремний, оксид алюминия и т. д.) анизотропны, различия состоят лишь в степени выраженности анизотропных свойств. Анизотропными становятся также аморфные вещества, помещенные в достаточно сильные постоянные электрические или магнитные поля.

Изучением распространения электромагнитных волн в анизотропных средах занимаются специальные разделы физики, в частности кристаллооптика. Общая теория оказывается достаточно сложной и громоздкой в математическом отношении. Поэтому в дальнейшем мы сосредоточим внимание лишь на изучении проявлений анизотропии сред под влиянием различных внешних условий.

7.1 Электрооптические эффекты в кристаллах [8,12-14]

Значение коэффициентов преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в кристаллах зависит от величины приложенного электрического поля и определяется так называемыми электрооптическими эффектами.

7.1.1 Эффект Керра

Эффект Керра, открытый в 1875 г., состоит в возникновении оптической анизотропии под действием внешнего электрического поля в изотропной среде. В электрическом поле \bar{E} возникает двулучепреломление с оптической осью, параллельной электрическому полю. Световая волна распадается на две линейно поляризованные составляющие, причем в обыкновенной волне \bar{E}_o перпендикулярен направлению внешнего поля \bar{E} , а в необыкновенной $\bar{E}_E \parallel \bar{E}$. Обыкновенная и необыкновенная волны имеют различные n_o и n_E и потому распространяются с различными скоростями V_o и V_E . Пройдя ячейку Керра, падающий поляризованный свет оказывается эллиптически по-

ляризованным и частично будет проходить через скрещенный поляризатор, расположенный за ячейкой Керра P_2 (рис. 7.1).

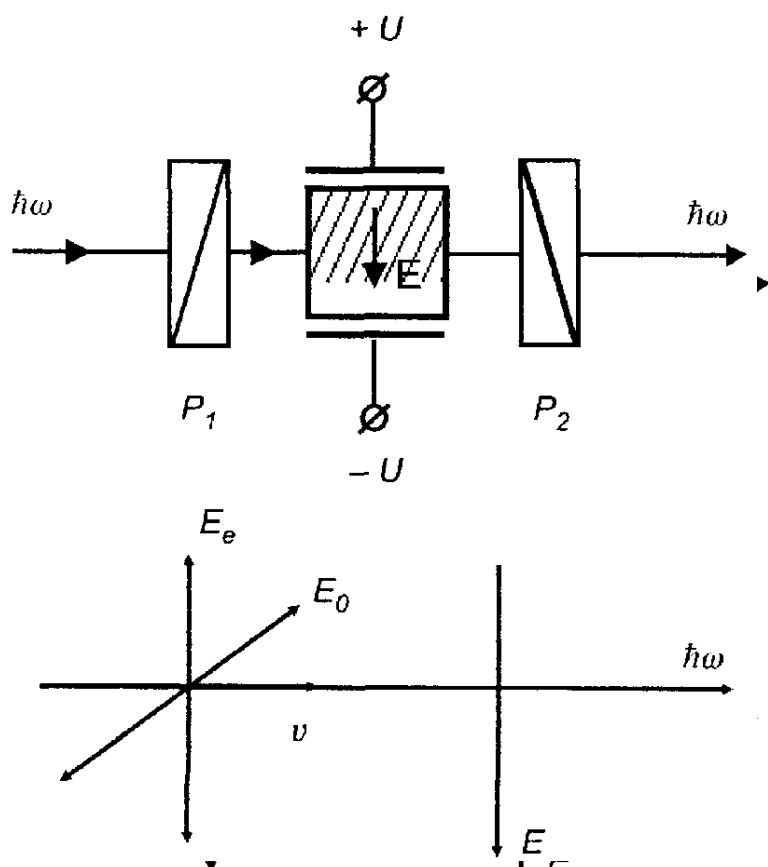


Рисунок 7.1. Схема электрооптического модулятора

$\Delta n = (n_o - n_e) = K_K E^2$,
где K_K - постоянная Керра.

Для обеспечения максимальной глубины модуляции нужно, чтобы главная плоскость входного поляризатора P_1 составляла с вектором \vec{E} угол $\pi/4$.

Эффект Керра объясняется оптической анизотропией молекул среды, т. е. отличием их способности к поляризации электрическим полем световой волны в различных направлениях. При

$E = 0$ анизотропные молекулы ориентированы хаотически и среда в целом изотропна. Если молекулы обладают собственным электрическим

дипольным моментом, то сильное внешнее электрическое поле E вызывает их преимущественную ориентацию и среда становится анизотропной.

В среде, состоящей из молекул, не обладающих собственным дипольным моментом, внешнее поле может его индуцировать, причем из-за анизотропии молекул данный момент может не совпадать с направлением E . Возникает пара сил, заставляющих молекулы ориентироваться определенным образом относительно E . В связи с этим различают ориентационный и поляризационный эффект Керра. Время ориентационной релаксации дипольных молекул порядка 10^{-9} , быстрдействие же поляризационного эффекта существенно выше $\approx 10^{-12} - 10^{-13}$ с.

7.1.2 Эффект Погкельса

Электрооптические явления наблюдаются не только в изотропных веществах, но и в кристаллах, обладающих естественной оптической анизотропией. Изменение двойного лучепреломления анизотропного кристалла, помещенного во внешнее электрическое поле E , называется эффектом Погкельса, открытого в 1894 г.

В отличие от эффекта Керра разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей линейно зависит от электрического поля

$$\Delta n = (n_o - n_e) = K_i E,$$

где K_{II} - электрооптический коэффициент.

Оптические модуляторы обычно выполняются на рабочее напряжение $U_{\lambda/2}$ или $U_{\lambda/4}$, создающее в управляемом пучке излучения сдвиг фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, равный π или $\pi/2$, соответственно. Если входной и выходной поляризаторы скрещены, при подаче на кристалл полуволнового напряжения $U_{\lambda/2}$ светопропускание достигает максимума, а при промежуточных значениях приложенного напряжения интенсивность светового потока на выходе будет определяться выражением

$$I = I_o \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right),$$

где I - интенсивность светового потока на выходе модулятора, I_o - интенсивность на входе, $\Delta\varphi$ - разность фаз двух составляющих (обыкновенного и необыкновенного) линейно поляризованного светового пучка.

Для создания транспаранта формируется матрица элементов, или ячеек, модуляторов, получаемых на пересечении прозрачных управляющих электродов, которые наносятся взаимно перпендикулярно с двух сторон на сегнетокерамическую пластину. Управление любым элементом матрицы осуществляется подачей электрических импульсов на соответствующие строку и столбец транспаранта.

7.1.3 Жидкие кристаллы

Большой интерес представляют электрически управляемые транспаранты на жидких кристаллах.

Жидкокристаллическое состояние вещества было открыто в 1888 Г. Ф. Рейнитцером, который обнаружил, что некоторые органические вещества, имеющие удлиненную форму молекул, при нагревании не переходят из твердого состояния в жидкое, а находятся в термодинамически устойчивом состоянии, промежуточном - между твердо-кристаллическим и изотропно-жидким. Это состояние он наблюдал в бензойнокислом холестерине. Через год О. Леманн установил, что это вещество в области 145 - 179 °С обладает оптической анизотропией, аналогично кристаллам, и в то же время проявляет текучесть, свойственную жидкостям. Для такого состояния вещества О. Леманн ввел термин „жидкий кристалл“.

Жидкие кристаллы (ЖК) являются хорошими электрически управляемыми модуляторами света, благодаря тому, что их оптические свойства легко изменяются под действием электрического поля. При этом эффективная модуляция света осуществляется при низких рабочих напряжениях порядка 1 - 50 В и малом потреблении мощности ~ 1 мкВт/см².

Жидкокристаллическое состояние вещества, называемое мезофазой (промежуточной фазой), характеризуется одновременным проявлением и свойством жидкости, в частности текучестью, и свойством кристалла - оптической анизотропией.

Это состояние существует в определенном температурном интервале. **Нижняя характерная температура - температура кристаллизации T_K и верхняя - температура просветления T_J , при которой вещество превращается в однородную прозрачную жидкость.**

Известно несколько структурных разновидностей жидких кристаллов - нематические, холестерические и смектические, из которых для построения ЭУТ наибольший интерес представляют нематические ЖК. Они обладают наименьшей вязкостью, что обеспечивает наибольшее быстрое действие, определяемое временем перестройки молекул $\sim 10^{-1} - 10^{-3}$ с. Молекулы нематических жидких кристаллов (от латинского „нема" - нить) имеют форму вытянутых нитей, которые в равновесном состоянии стремятся сориентироваться вдоль какого-либо преимущественного направления, при этом межмолекулярное взаимодействие весьма слабое.

Положение молекул нематического жидкого кристалла может изменяться под действием электрического или магнитного полей, механического или ультразвукового воздействия, приводя к оптическим изменениям исходной системы.

Жидкие кристаллы относятся к диамагнитным материалам, как и большинство органических соединений. В магнитном поле у них возникает магнитный момент, направленный противоположно полю. По электрическим свойствам жидкие кристаллы - диэлектрики. Удельное сопротивление ρ колеблется в пределах $10^4 - 10^8$ Ом м и зависит от наличия примеси, проводящей ток. Диэлектрическая проницаемость определяется величиной и направлением постоянного или индуцированного дипольного момента молекул.

Преимущественная ориентация нитевидных молекул ЖК приводит к возникновению оптической и электрической анизотропии - показатель преломления и диэлектрическая постоянная вдоль нитей (n_{\parallel} и ϵ_{\parallel}) отличаются от (n_{\perp} и ϵ_{\perp}) в направлении, перпендикулярном нитям.

Применение. *Расположение молекул в жидких кристаллах изменяется под действием таких факторов, как температура, давление, электрические и магнитные поля; изменения же расположения молекул приводят к изменению оптических свойств, таких, как цвет, прозрачность и способность к вращению плоскости поляризации проходящего света.*

На всем этом основаны многочисленные применения жидких кристаллов. Например, зависимость цвета от температуры используется для медицинской диагностики. Нанося на тело пациента некоторые жидкокристаллические материалы, врач может легко выявлять затронутые болезнью ткани по изменению цвета в тех местах, где эти ткани выделяют повышенные количества тепла.

Температурная зависимость цвета позволяет также контролировать качество изделий без их разрушения. Если металлическое изделие нагревать, то его внутренний дефект изменит распределение температуры на поверхности. Эти дефекты выявляются по изменению цвета нанесенного на поверхность жидкокристаллического материала.

Тонкие пленки жидких кристаллов, заключенные между стеклами или листками пластмассы, нашли широкое применение в качестве индикаторных устройств (прикладывая низковольтные электрические поля к разным частям соответствующим образом выбранной пленки, можно получать видимые глазом фигуры, образованные, например, прозрачными и непрозрачными участками).

Жидкие кристаллы широко применяются в производстве наручных часов и небольших калькуляторов. Создаются плоские телевизоры с тонким жидкокристаллическим экраном. Называются эти экраны жидкокристаллическими - по основному их компоненту. По-английски это название звучит как Liquid Crystal Display, или сокращенно LCD. Сравнительно недавно было получено углеродное и полимерное волокно на основе жидкокристаллических матриц.

7.2 Термоэлектрические эффекты

Между тепловыми и электрическими процессами в металлах и полупроводниках имеется взаимосвязь, которая обуславливает эффекты, называемые термоэлектрическими. К их числу принадлежат эффект Зеебека, эффект Пельтье и эффект Томсона.

7.2.1 Эффект Зеебека

Зеебек обнаружил в 1821 г., что в случае, если спаи **1** и **2** двух разнородных металлов, образующих замкнутую цепь (рис. 7.2), имеют неодинаковую температуру, в цепи течет электрический ток. Изменение знака у разности температур спаев сопровождается изменением направления тока.

Термоэлектродвижущая сила (сокращенно термо-ЭДС) обусловлена тремя причинами:

- 1) зависимостью уровня Ферми от температуры;
- 2) диффузией электронов (или дырок);
- 3) увлечением электронов фононами.

Уровень Ферми зависит от температуры (см. формулу). Поэтому скачок потенциала при переходе из одного металла в другой (т. е. внутренняя контактная разность потенциалов для спаев, находящихся при разных температурах, неодинаков, и сумма скачков потенциала отлична от нуля. Одного этого было бы достаточно для возникновения действующей в указанном на рис. 7.2а) направлении ЭДС, равной

$$\dot{Y}_{\hat{E}i\hat{i}\hat{o}} = \int_{\hat{o}_1}^{\hat{o}_2} \frac{1}{e} \frac{d\dot{y}_{FB}}{dT} dT - \int_{\hat{o}_1}^{\hat{o}_2} \frac{1}{e} \frac{d\dot{y}_{FA}}{dT} dT. \quad (7.1)$$

Чтобы понять вторую причину возникновения термо-ЭДС, рассмотрим однородный металлический проводник, вдоль которого имеется градиент температуры (рис.7.2б).

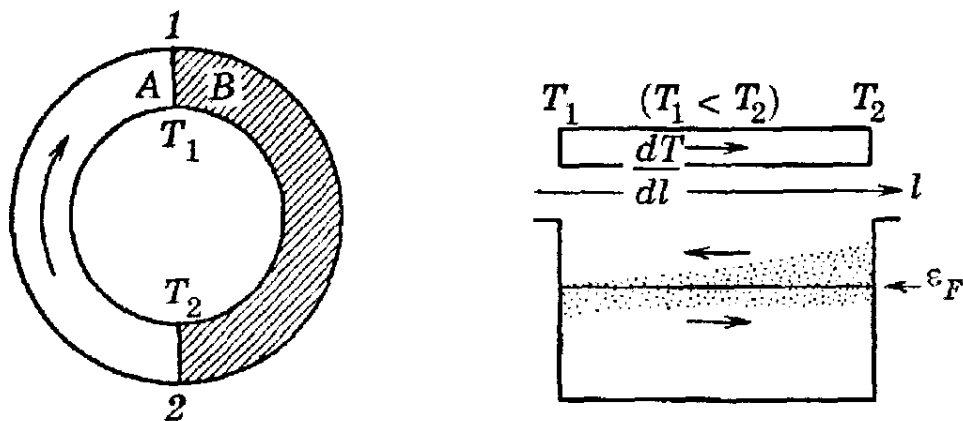


Рисунок 7.2 а, б

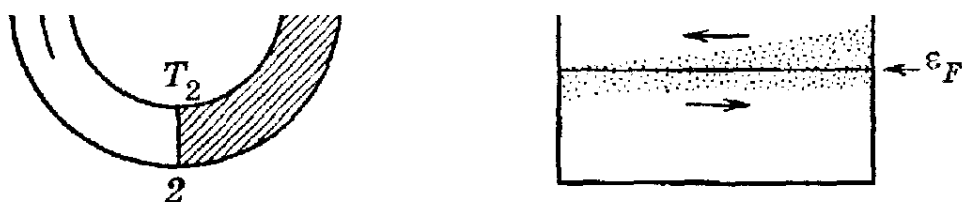


Рисунок 7.2.а, б

В этом случае концентрация электронов с $\dot{y} > \dot{y}_F$ у нагретого конца будет больше, чем у холодного; концентрация электронов с $\dot{y} < \dot{y}_F$ будет, наоборот, у нагретого конца меньше. Вдоль проводника возникнет градиент концентрации электронов с данным значением энергии, что повлечет за собой диффузию более быстрых электронов к холодному концу, а более медленных - к теплomu. Диффузионный поток быстрых электронов будет больше, чем поток медленных электронов. Поэтому вблизи холодного конца образуется избыток электронов, а вблизи горячего - их недостаток. Это приводит к возникновению диффузионного слагаемого термо-ЭДС.

Третья причина возникновения термо-ЭДС заключается в увлечении электронов фононами. При наличии градиента температуры вдоль проводника возникает дрейф фононов. Сталкиваясь с электронами, фононы сообщают им направленное движение от более нагретого конца проводника к менее нагретому. В результате происходит накопление электронов на холодном конце и обеднение электронами горячего конца, что приводит к возникновению «фононного» слагаемого термо-ЭДС.

Оба процесса - диффузия электронов и увлечение электронов фононами приводят к образованию избытка электронов вблизи холодного конца проводника и недостатка их вблизи горячего конца. В результате внутри проводника возникнет электрическое поле, направленное навстречу градиенту температуры. При определенном, вообще говоря, своем для каждого сечения проводника, значении поля сумма диффузионного и фононного потоков электронов становится равной нулю, и, следовательно, устанавливается стационарное состояние. Напряженность этого поля можно представить в виде

$$E = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d\phi}{dt} \frac{dT}{dl} = -\beta \frac{dT}{dl} \quad (7.2)$$

Соотношение (7.2) связывает напряженность E с градиентом температуры dT/dl . Возникающее поле и градиент температуры имеют противоположные направления. Поэтому E и dT/dl имеют разные знаки. Следовательно, для металлов $\beta > 0$.

Описанный процесс возникновения поля E внутри неравномерно нагретого проводника имеет место и в полупроводниках. У полупроводников

n -типа $\beta > 0$. В случае дырочной проводимости дырки, диффундируя в большем числе к холодному концу, создают вблизи него избыточный положительный заряд. К такому же результату приводит увлечение дырок фононами. Поэтому у полупроводников p -типа потенциал холодного конца будет выше, чем потенциал нагретого, и, следовательно, $\beta < 0$.

Эффект Зеебека используется для измерения температур соответствующее устройство называется термопарой.

7.2.2 Эффект Пельтье

Это явление, открытое Пельтье в 1834 г., заключается в том, что при протекании тока через цепь, составленную из разнородных металлов или полупроводников, в одних спаях происходит выделение, а в других - поглощение теплоты. Таким образом, явление Пельтье оказывается обратным явлению Зеебека.

Опытным путем установлено, что количество выделившейся или поглощенной в спаях теплоты пропорционально заряду q , прошедшему через спай:

$$Q_{AB} = \dot{I}_{AB} = \dot{I}_{AB} I_t \quad (7.3)$$

(индексы указывают, что ток течет от звена A к звену B).

Коэффициент пропорциональности Π_{AB} называется коэффициентом Пельтье.

Из (7.3) следует, что, в отличие от теплоты Джоуля-Ленца, теплота Пельтье пропорциональна не квадрату, а первой степени силы тока.

При перемене направления тока Q изменяет знак, т. е. вместо выделения (поглощения) теплоты наблюдается поглощение (выделение) такого же количества теплоты (при том же q). Следовательно,

$$\dot{I}_{AB} = -\dot{I}_{BA}$$

Из законов термодинамики вытекает, что коэффициент Пельтье и удельная термоэлектродвижущая сила связаны соотношением

$$\dot{I}_{AB} = \alpha_{AB} T$$

В случае контакта двух веществ с одинаковым видом носителей тока (металл-металл, металл-полупроводник n -типа, два полупроводника n -типа, два полупроводника p -типа) эффект Пельтье имеет следующее объяснение. Носители тока (электроны или дырки) по разные стороны от спаивания имеют различную среднюю энергию (имеется в виду полная энергия - кинетическая плюс потенциальная). Если носители, пройдя через спай, попадают в область с меньшей энергией, они отдают избыток энергии кристаллической решетке, в результате чего спай нагревается. На другом спае носители переходят в область с большей энергией; недостающую энергию они заимствуют у решетки, что приводит к охлаждению спаивания.

В случае контакта двух полупроводников с различным типом проводимости эффект Пельтье имеет другое объяснение. В этом случае на одном спае электроны и дырки движутся навстречу друг другу. Встретившись, они рекомбинируют: электрон, находившийся в зоне проводимости n -полупроводника, попав в p -полупроводник, занимает в валентной зоне место дырки. При этом высвобождается энергия, которая требуется для образования свободного электрона в n -полупроводнике и дырки в p -полупроводнике, а также кинетическая энергия электрона и дырки. Эта энергия сообщается кристаллической решетке и идет на нагревание спаивания. На другом спае протекающий ток отсасывает электроны и дырки от границы между полупроводниками. Убыль носителей тока в пограничной области восполняется за счет парного рождения электронов и дырок (при этом электрон из валентной зоны p -полупроводника переходит в зону проводимости n -полупроводника). На образование пары затрачивается энергия, которая заимствуется у решетки, - спай охлаждается.

Применение эффекта Пельтье. В полупроводниковой термобатарее при прохождении через неё постоянного тока происходит охлаждение одних спаев и нагрев других.

Это явление, во-первых, оказывается удобным для использования в термостатах: простое изменение направления тока позволяет либо охлаждать, либо нагревать спаивания термоэлементов, находящиеся внутри термостата.

Во-вторых, разогрев тепловыделяющих спаев в полупроводниковой термобатарее происходит не только из-за выделения обычной джоулевой теплоты, но и в результате переноса теплоты Пельтье теплопоглощающих спаев на тепловыделяющие.

Таким образом на тепловыделяющих спаиваниях может выделяться большее количество теплоты, чем было затрачено электрической энергии. Так при разности температур 10 K на каждый ватт выделяемой на тепловыделяющих спаиваниях теплоты необходимо затратить не более $0,2\text{ Вт}$ электрической энергии. Принцип теплового насоса может оказаться экономически целесообразным

даже для обогрева и охлаждения жилых и производственных помещений. Но это будет возможным только при существенном снижении стоимости термоэлементов, когда выигрыш в расходе электрической энергии компенсирует стоимость полупроводникового термоэлектрического подогревателя.

Эффект Пельтье используется в полупроводниковых холодильниках, которые в свою очередь применяются в медицине, радиоэлектронике, для бытовых целей (автомобильные холодильники).

Однако экономичность полупроводниковых холодильников при охлаждении объёмов более десятков литров пока ещё ниже существующих компрессионных машин. Поэтому полупроводниковые холодильники используют при охлаждении малых объёмов.

7.2.3 Эффект Томсона

В 1856 г. У. Томсон (впоследствии лорд Кельвин) предсказал на основании термодинамических соображений, что теплота, аналогичная теплоте Пельтье, должна выделяться (или поглощаться) при прохождении тока по однородному проводнику, вдоль которого имеется градиент температуры. Этот эффект был впоследствии обнаружен и получил название эффект Томсона.

Количество теплоты, выделяющейся вследствие явления Томсона в единицу времени в элементе проводника длины dl , равно

$$dQ = \tau I \frac{dT}{dl} dl.$$

Здесь I - сила тока, dT/dl - градиент температуры, τ - коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом Томсона.

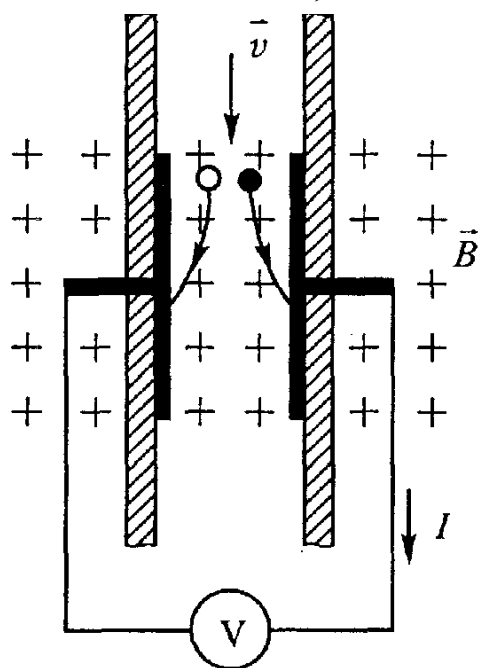


Рисунок 7.3

Явление Томсона объясняется по аналогии с явлением Пельтье. Пусть ток течет в направлении возрастания температуры. Если носители тока - электроны, они при своем движении будут переходить из мест с более высокой температурой (и, следовательно, большей средней энергией электронов) в места с более низкой температурой (и меньшей средней энергией). Избыток своей энергии электроны отдадут решетке, что приведет к выделению тепла. Если носителями тока служат дырки, эффект будет иметь обратный знак.

Явление Томсона объясняется по аналогии с явлением Пельтье. Пусть ток течет в направлении возрастания температуры. Если носители тока - электроны, они при своем движении будут переходить из мест с более высокой температурой (и, следовательно, большей средней энергией электронов) в места с более низкой температурой (и меньшей средней энергией). Избыток своей энергии электроны отдадут решетке, что приведет к выделению тепла. Если носителями тока служат дырки, эффект будет иметь обратный знак.

7.3 Гальваномагнитный эффект Холла

Если в магнитном поле, линии индукции \vec{B} которого перпендикулярны скорости \vec{v} зарядов, создать поток жидкости или плазмы, содержащий ионы

обоих знаков, то под действием силы Лоренца произойдет разделение зарядов (рис. 7.3) и на электродах, помещенных в поток, образуется разность потенциалов. При изменении направления потока или направления вектора индукции магнитного поля знак разности потенциалов меняется на противоположный. Эта идея используется в магнитогидродинамических генераторах электрической энергии.

Силой Лоренца обуславливается и очень важный эффект, открытый Э. Холлом в 1879г. и носящий его имя. Пусть по пластине из проводящего материала течет ток I в направлении стрелки (рис. 7.4). Перпендикулярно чертежу создано внешнее магнитное поле с постоянной индукцией \vec{B} . При этом носители тока (независимо от знака их заряда) отклоняются вниз при направлении тока, выбранном на рисунке, или вверх при противоположном направлении.

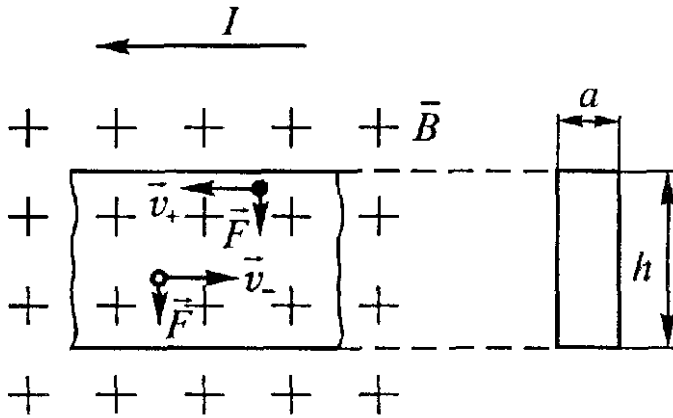


Рисунок 7.4

Если носители имеют только положительный заряд, в пластине устанавливается электрическое поле, линии напряженности которого направлены снизу вверх; это поле препятствует дальнейшему отклонению зарядов после того, как напряженность поля достигает значения E , удовлетворяющего условию

$$E = vB,$$

т. е. после уравнивания действия электрической и магнитной составляющих

силы Лоренца.

При отрицательных носителях возникает электрическое поле, линии напряженности которого направлены сверху вниз. Поэтому по знакам потенциалов, возникающих на верхней и нижней сторонах пластины, можно судить о знаке заряда носителей тока.

При одном типе носителей сила тока равна $I = nevS$, где S - сечение пластины, n - концентрация носителей.

Разность потенциалов, возникающая благодаря эффекту Холла, равна

$$U = Eh = vBh$$

Отсюда получается:

$$U = \frac{IBh}{S} \frac{1}{en} = \frac{IBh}{S} R_H. \quad (7.4)$$

Постоянная Холла

$$R_H = \frac{1}{en} = \frac{US}{IBh} \quad (7.5)$$

определяется из данных опыта: все величины, стоящие в правой части уравнения (7.5), доступны измерению. Удельная проводимость вещества $\sigma = ne\mu$ (μ - подвижность частиц) также может быть измерена на опыте.

Поэтому знание постоянной Холла и проводимости позволяет определить концентрацию носителей, их знак и подвижность.

Из уравнения (7.5) видно, что постоянная Холла тем больше, чем меньше в веществе концентрация свободных носителей. Поэтому, например, для полупроводников характерны значения R_H существенно большие, чем для металлов.

Если ток создается носителями разных знаков (например, отрицательными и положительными ионами в газе или электронами и дырками в полупроводнике), то эффект Холла усложняется. В идеальном случае носителей, отличающихся только знаком заряда (но имеющих равные подвижности и присутствующих в равной концентрации), ЭДС Холла должна обратиться в нуль, так как смещение зарядов обоих знаков происходит в одну и ту же сторону и поперечное электрическое поле не возникает.

Поля, создаваемые положительными и отрицательными зарядами, компенсируют друг друга, так как в отличие от магнитогидродинамического генератора здесь заряды разных знаков движутся в противоположные стороны под действием приложенного напряжения. Магнитная составляющая силы Лоренца отклоняет их не к разным сторонам пластины, а к одной (напомним, что сила \vec{F} определяется не только скоростью \vec{v} , но и знаком заряда e). Обычно концентрации или подвижности зарядов разных знаков не равны и создаваемые ими поля компенсируются лишь частично.

В настоящее время эффект Холла получил широкое применение как для определения природы частиц, создающих ток, так и для измерения индукции магнитных полей (при помощи пластины из вещества с известной постоянной Холла).

7.4 Сверхпроводимость [3, 4, 5, 8, 9, 14]

7.4.1 Эффект сверхпроводимости

Уменьшение сопротивления металлов, не содержащих дефектов и примесей, при снижении температуры, на первый взгляд, позволяет предположить, что при абсолютном нуле их проводимость стремится к бесконечности ($\rho \rightarrow 0$). Но чистых бездефектных кристаллов в природе не существует, в решетке каждого из них есть (пусть даже в небольших количествах) примеси, собственные дефекты. Это означает, что даже при самых низких температурах металлы должны обладать конечным сопротивлением.

Тем удивительнее эффект, который был открыт в 1911 г. голландским физиком Х. Камерлинг-Оннесом: при понижении температуры до $T_K = 4.2$ К удельное сопротивление очищенной ртути (ρ) скачком падает до нуля. Удельная проводимость (σ) устремляется к бесконечности, поэтому эффект

получил название сверхпроводимости. Если изготовить из сверхпроводящего материала кольцо, поместить его в постоянное магнитное поле, охладить до температуры T_K перехода в сверхпроводящее состояние (эта температура названа критической), а затем выключить магнитное поле, то возникающий вследствие электромагнитной индукции ток будет циркулировать по кольцу, не затухая, бесконечно долгое время.

В настоящее время известно несколько сотен веществ, переходящих в сверхпроводящее состояние. Все эти вещества условно можно разделить на две большие группы.

К низкотемпературным ($T_K < 25\text{ K}$) сверхпроводникам относятся некоторые металлы и сплавы, ряд полупроводников и интерметаллических соединений типа NbN , TaC и др.

В 1986 г. были открыты высокотемпературные сверхпроводники, у которых T_K выше температуры жидкого азота, равной 77 K ; к ним относятся сложные соединения - керамика на основе оксида меди (например, $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{13}$ с $T_K = 127\text{ K}$).

7.4.2 Эффект Мейсснера

Вторым фундаментальным свойством вещества в сверхпроводящем состоянии является идеальный диамагнетизм. Эта особенность сверхпроводника заключается в том, что магнитная индукция внутри сверхпроводника всегда равна нулю, независимо от того, чем создано магнитное поле - внешним источником либо током, текущим по сверхпроводнику.

Магнитная проницаемость вещества в сверхпроводящем состоянии $\mu = 0$, а магнитная восприимчивость $\chi = 0$. В отличие от обычных проводников магнитное поле выталкивается из сверхпроводника. Явление это, присущее идеальным диамагнетикам, называется эффектом Мейсснера, открывшего его в 1933 г. Из эффекта Мейсснера следует, что токи в сверхпроводнике текут по его поверхности. В частности, при температуре, близкой к абсолютному нулю, глубина проникновения тока для олова порядка $\sim 10^{-8}$ м.

Эффект Мейсснера показывает, что состояние сверхпроводимости нельзя рассматривать как простую потерю проводником электрического сопротивления. Действительно, в соответствии с законами классической электродинамики, из равенства нулю сопротивления сверхпроводника, т. е. равенства нулю в нем электрического поля вытекает, что магнитное поле внутри сверхпроводника не должно меняться со временем, должно быть постоянным.

Другими словами, если бы сопротивление обычного проводника, находящегося в магнитном поле, при охлаждении обращалось в нуль, то в образце должно было бы сохраниться то магнитное поле, которое было в нем в момент перехода в сверхпроводящее состояние, т. е. магнитное поле должно было бы “заморозиться” в металле. Эффект же Мейсснера показывает, что магнитное поле в сверхпроводнике равно нулю, силовые линии магнитного поля выталкиваются из объема сверхпроводника.

Следовательно, отсутствие электрического сопротивления является лишь одним из особых свойств сверхпроводящего состояния.

Итак, явление сверхпроводимости можно определить, как появление в материале двух не связанных друг с другом свойств - идеальной проводимости и идеального диамагнетизма, хотя при сверхпроводимости наблюдаются также и другие явления - скачок удельной теплоемкости, небольшое изменение объема, резкое уменьшение поглощения ультразвука.

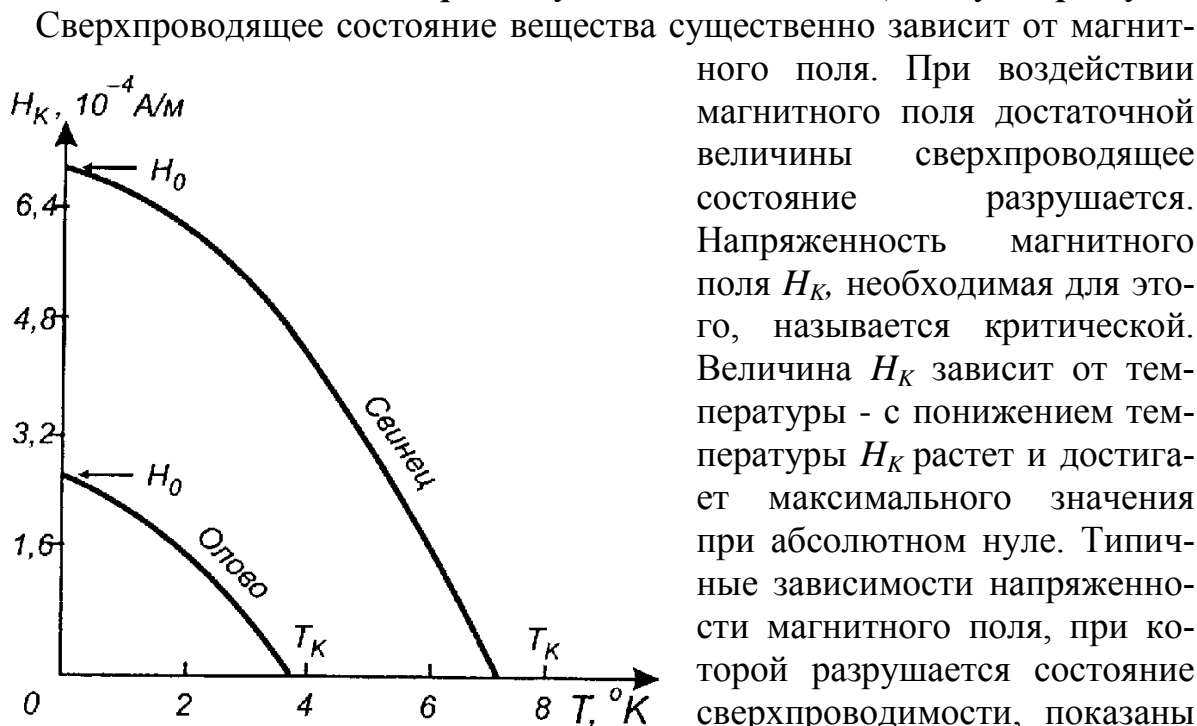


Рисунок 7.5. Температурная зависимость критического магнитного поля

Сверхпроводящее состояние вещества существенно зависит от магнитного поля. При воздействии магнитного поля достаточной величины сверхпроводящее состояние разрушается. Напряженность магнитного поля H_K , необходимая для этого, называется критической. Величина H_K зависит от температуры - с понижением температуры H_K растет и достигает максимального значения при абсолютном нуле. Типичные зависимости напряженности магнитного поля, при которой разрушается состояние сверхпроводимости, показаны на рис. 7.5. На примере олова и свинца. Области выше и правее указанных кривых определяют нормальное состояние олова и свинца, а области ниже и левее - состояние сверхпроводимости.

Области выше и правее указанных кривых определяют нормальное состояние олова и свинца, а области ниже и левее - состояние сверхпроводимости.

7.4.3 Основы теории сверхпроводимости

В основе макроскопической теории сверхпроводимости (БКШ - теории), созданной Дж.Бардиным, Л.Купером, Дж.Шриффером, Н.Н.Боголюбовым, А.А.Абрикосовым и др. лежит представление о том, что в сверхпроводнике между свободными электронами действуют не только кулоновские силы отталкивания, но и силы притяжения, возникающие из-за поляризации электронами кристаллической решетки.

Электрон, движущийся в кристалле, притягивает к себе ионы решетки (рис. 7.6,а), создавая около себя избыточный положительный заряд, к которому может быть притянут другой электрон. Образующаяся таким образом электронная пара носит название куперовской пары (по имени американского физика Л.Купера, впервые показавшего в 1956 г., что образование таких пар

энергетически выгодно). Взаимодействие электронов друг с другом может быть описано как постоянный обмен через кристаллическую решетку фононами, рождающимися при передаче ей электронами части своей кинетической энергии. Это означает, что сверхпроводимость должна наблюдаться у веществ, характеризующихся сильным взаимодействием электронов проводимости с ионами решетки кристалла и поэтому являющихся относительно плохими проводниками в обычных условиях. **Если взаимодействие электронов с решеткой слабое (вещество хороший проводник), то перехода в сверхпроводящее состояние у него зарегистрировать не удастся (примеры: медь, серебро, золото).**

Возникновение добавочного взаимодействия между решеткой и электроном означает изменение энергии последнего. В металле изменить свою энергию могут лишь те электроны, которые находятся вблизи уровня Ферми. В результате в куперовскую пару объединяются те из них, которые имеют импульсы $p_F = \sqrt{2mE_F}$; причем электроны импульсов электронов в паре (так же, как и векторы их собственных моментов импульса - спинов) направлены в противоположные стороны (рис. 7.6,б). Эти электроны вращаются вокруг общего центра, образованного положительным поляризационным зарядом решетки; радиус соответствующей окружности составляет $10^{-5} - 10^{-4}$ см, что гораздо больше среднего расстояния между отдельными атомами (около $5 \cdot 10^{-8}$ см).

Не следует представлять себе куперовскую пару, как состоящую из од-

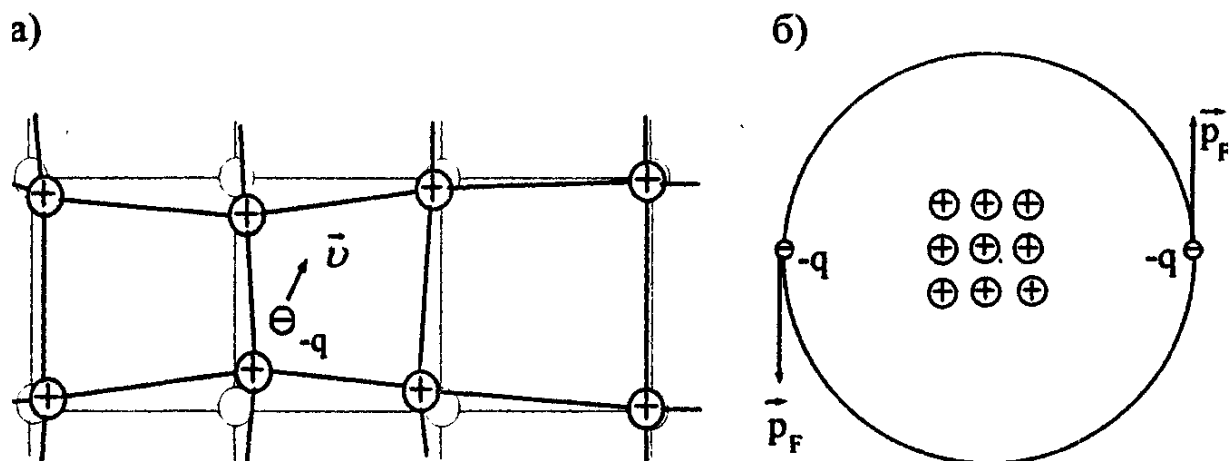


Рисунок 7.6. Возникновение куперовских пар в сверхпроводнике при взаимодействии электрона с ионами кристаллической решетки (а), куперовская пара (б)

них и тех же электронов. Пары постоянно обмениваются партнерами, исчезают и появляются вновь. Кроме того, эти пары вместе с наведенным ими положительным зарядом постоянно перемещаются по кристаллу. В результате сферы действия различных пар накладываются друг на друга, а их волновые

функции в большой мере перекрываются, что приводит к усилению взаимодействия между всеми электронами и решеткой. Теперь, если на пути одного из электронов, участвующего в коллективном движении пар, и положительных поляризационных зарядов, возникает препятствие, то воздействие остальных членов этого коллектива частиц позволяет ему проходить это препятствие без рассеяния. Дрейфовая скорость носителя заряда, таким образом, не меняется, что и означает полное отсутствие электрического сопротивления – сверхпроводимость образца.

Обсудим теперь, почему магнитное поле не проникает внутрь сверхпроводника. При внесении сверхпроводника в магнитное поле в нем возникают вихревые токи индукции I_M , магнитное поле которых полностью компенсирует внешнее - образец ведет себя как идеальный диамагнетик. Но индуцированное магнитное поле, в свою очередь, также создает вихревые токи, которые направлены уже в другую сторону, нежели I_M , и равны им по величине. В итоге в объеме образца отсутствуют как магнитное поле, так и ток, а результирующие индуцированные токи оказываются проходящими лишь в тонкой приповерхностной области образца - скин-слое. Толщина d этого слоя - расстояние, на которое внешнее магнитное поле проникает в сверхпроводник и на котором происходит его компенсация, сама зависит от индукции B и температуры. По величине d может быть как больше, так и меньше размеров куперовской пары; от соотношения между этими величинами зависят условия протекания тока в скин-слое, а значит, и поведение данного сверхпроводника в магнитном поле. ***Характерная толщина скин-слоя $d \sim 10^{-7}$ см.***

Все эти физические особенности относятся к так называемым сверхпроводникам первого рода, к которым принадлежат почти все чистые сверхпроводники.

Существование критического магнитного поля и критической плотности тока в сверхпроводнике, о которых говорилось раньше, ограничивает возможности их практического применения. Более интересные перспективы практического использования сверхпроводников раскрылись после появления так называемых сверхпроводников второго рода, теория которых была разработана в 1957—1959 гг. А. Абрикосовым и Л. Горьковым.

К сверхпроводникам второго рода относятся многие сплавы и некоторые однородные сверхпроводники, загрязненные примесями.

У сверхпроводников первого рода длина когерентности (размер куперовской пары) больше глубины проникновения магнитного поля d_H и сверхпроводник существует в виде сплошной сверхпроводящей фазы (S -фазы).

В сверхпроводниках же второго рода длина когерентности меньше глубины проникновения магнитного поля, и энергетически выгодно образование неоднородной структуры, когда S -фазы чередуются с фазами нормального состояния (n -фазы). Состояние сверхпроводника второго рода часто реализуется в виде нитевидной структуры (рис. 7.7). Во внешнем магнитном поле сверхпроводник второго рода пронизывается тонкими нитями n -фазы, парал-

лельными полю. Магнитный поток заключен как внутри этих нитей, так и в цилиндрических областях, окружающих эти нити. По поверхности вокруг нитей n -фазы циркулируют без сопротивления вихревые мейснеровские токи, которые препятствуют проникновению магнитного потока вглубь сверхпроводящей фазы на расстояния больше d_H . Магнитный поток, пронизывающий сверхпроводник, принимает не непрерывные, а дискретные значения. Энергетически наиболее выгодным будет условие, когда каждая нить содержит лишь один квант магнитного потока Φ_0 . С увеличением магнитного поля диаметр поперечного сечения нити уменьшается, по-

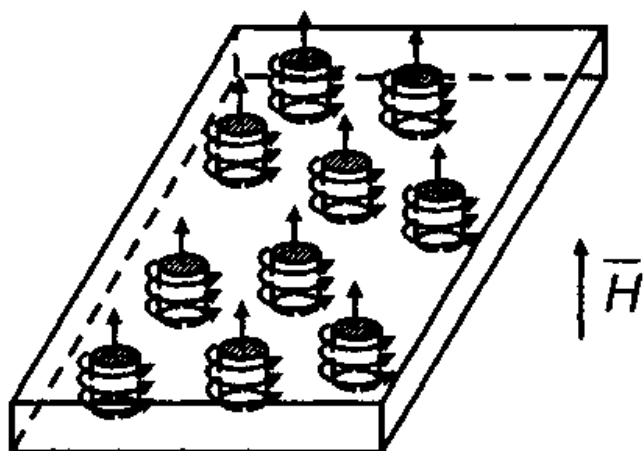


Рисунок 7.7. Схематическое изображение вихревых нитей в сверхпроводниках второго рода

скольку произведение напряженности магнитного поля на площадь сечения нити, определяющее магнитный поток, должно оставаться равным одному кванту магнитного потока. Параллельно с уменьшением диаметра нитей возрастает их количество. С ростом магнитного поля сверхпроводник второго рода пронизывается все большим числом утончающихся нитей. Когда расстояние между нитями станет меньше d_H , магнитный поток будет распространяться по всему сверхпроводнику и последний перейдет в нормальное состояние. Состояние сверхпроводимости исчезнет.

На фазовой диаграмме сверхпроводника второго рода (рис. 7.8) можно выделить два критических магнитных поля.

Если сверхпроводник второго рода находится в магнитном поле, то при некотором значении напряженности H_{K1} , называемом нижним критическим полем,

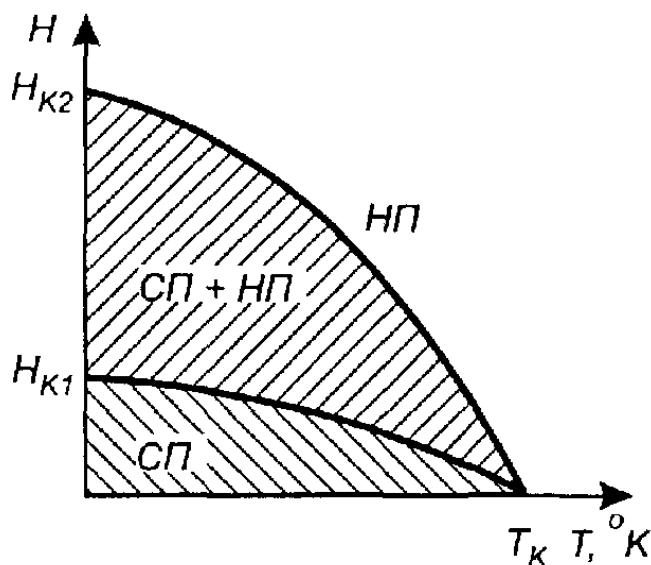


Рисунок 7.8. Фазовая характеристика сверхпроводников второго рода:

- СП — сверхпроводящее состояние;
- НП — состояние нормальной проводимости;
- СП+НП — смешанное состояние

поле начинает проникать частично в толщу образца. Электроны в сверхпроводнике под действием силы Лоренца начинают двигаться по окружностям, и в сверхпроводнике второго рода появляются вихри. Все вихри движутся от поверхности в глубь материала, их движению препятствуют неоднородности материала. Постепенно сверхпроводник оказывается пронизанным нитями, представляющими собой обычные несверхпроводящие, нормальные области. Нити ориентированы в направлении силовых линий магнитного поля. В пространстве между вихрями сохраняется сверхпроводящее состояние.

При увеличении поля $H > H_K$ число вихрей растет, вихревые нити сближаются, и при некотором значении поля H_{K2} - верхнем критическом поле - расстояние между вихрями становится равным лондоновской длине проникновения, и сверхпроводимость исчезает. Вещество переходит в нормальное состояние. Если сверхпроводник 2-го рода находится в смешанном состоянии, то при пропускании через него электрического тока, называемого транспортным током, возникает взаимодействие тока и магнитного поля вихрей, в результате чего вихри под действием силы Лоренца будут перемещаться.

Вихревые нити при своем движении притягиваются к неоднородностям и закрепляются на них. Это явление закрепления называется пиннингом.

Очевидно, что транспортный ток может вызывать движение вихрей, если воздействие силы Лоренца окажется достаточным, чтобы преодолеть пиннинг и оторвать вихрь от неоднородностей.

В достаточно однородной пленке магнитный вихрь находится в состоянии безразличного равновесия, поэтому, прикладывая к вихрю внешнюю силу, можно перемещать его в плоскости пленки. Если в пленке течет электрический ток I_T , так называемый транспортный ток, то на вихрь в качестве внешней силы будет действовать сила Лоренца

$$F_L = I_T \Phi_0.$$

Если учитывать наличие силы вязкого трения $F_T = -\eta v$, где η - коэффициент вязкости, v - скорость вихря, то установившаяся скорость вихря будет равной

$$v = \frac{I_T \hat{O}_0}{\eta},$$

что составляет примерно $10^{-3} - 10^{-4}$ м/с.

Магнитный вихрь в сверхпроводнике второго рода является стабильным и квантовым образованием. Его размеры и магнитный поток строго фиксированы. Зарождение и генерация магнитных вихрей требуют разрушения сверхпроводящего состояния, поэтому самопроизвольное их зарождение вдали от линий фазового перехода в нормальное состояние маловероятно. Они могут возникать и аннигилировать лишь на краю сверхпроводящего слоя.

Энергия магнитного вихря пропорциональна длине его сердцевины, поэтому различные утолщения пленки, содержащей вихри, являются потенци-

альными барьерами для них. Следовательно, изменяя толщину пленки сверхпроводника, можно формировать каналы продвижения магнитных вихрей.

В связи с тем, что энергия сверхпроводников второго рода растет с ростом магнитного поля медленнее, чем энергия сверхпроводников первого рода, *сверхпроводники второго рода могут выдерживать значительно более сильные магнитные поля.*

Известны сверхпроводники второго рода с критическими магнитными полями более 20 Т, в то время как критические поля у сверхпроводников первого рода не превышают 0,1 Т.

7.4.4 Эффекты Джозефсона

Если применение сверхпроводников в мощных электрических устройствах в настоящее время наталкивается на серьезные трудности, связанные с необходимостью создания громоздких систем охлаждения до температур, которые может обеспечить лишь жидкий гелий, то использование сверхпроводников в микроэлектронике оказывается более перспективным. Типичный пример устройств этого типа - приемники СВЧ-излучения, магнетометры и переключатели, в основе работы которых эффекты Джозефсона

В 1962 г. английский физик Б. Джозефсон на основе чисто теоретического анализа явления сверхпроводимости предсказал возможность протекания сверхпроводящего тока через диэлектрический зазор, разделяющий два сверхпроводника, если этот зазор достаточно мал. При этом туннелирование куперовских пар через диэлектрик мо-

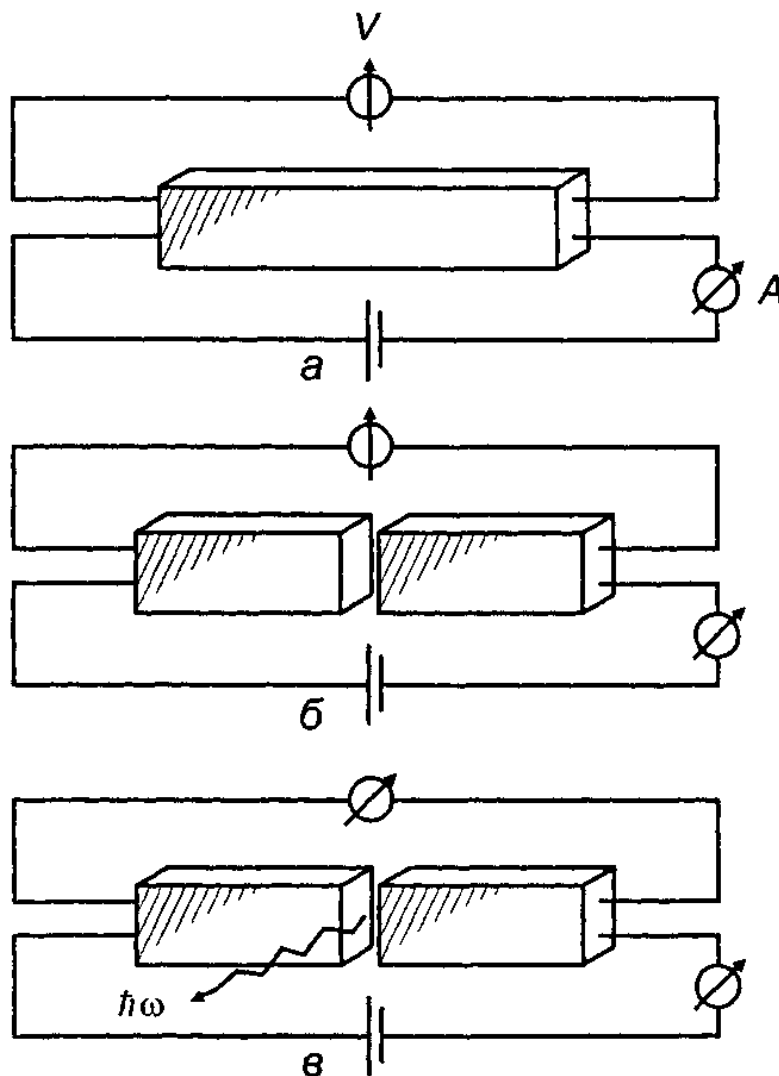


Рисунок 7.9. Экспериментальные схемы для реализации эффектов Джозефсона

жет протекать в двух формах, которые в дальнейшем наблюдались экспериментально и получили название эффектов Джозефсона.

Суть эффектов состоит в следующем. Если к сверхпроводнику присоединить источник напряжения и пропустить через него постоянный ток, то вольтметр, присоединенный к концам образца, покажет отсутствие падения напряжения (рис. 7.9 а). Сопротивление образца равно нулю, образец находится в сверхпроводящем состоянии. Если теперь разделить образец на две части и оставить между ними небольшое расстояние порядка 10 \AA , то может произойти одно из двух явлений.

Первое состоит в том, что по-прежнему протекает постоянный ток и по-прежнему разность потенциалов на концах разрезанного образца равна нулю. Другими словами, сверхпроводящий ток может протекать не только по этим двум частям сверхпроводника, но и по зазору между ними. **Это явление получило название стационарного эффекта Джозефсона, или эффекта постоянного тока (рис. 7.9 б).**

Второе явление, которое может наблюдаться в такой экспериментальной системе, состоит в том, что по-прежнему протекает постоянный ток, однако возникает постоянная разность потенциалов, отличная от нуля, и одновременно от зазора исходит электромагнитное излучение высокой частоты. Излучение свидетельствует о появлении в зазоре переменного тока высокой частоты. **Это явление называется нестационарным эффектом Джозефсона или эффектом переменного тока (рис. 7.9 в).**

Эффекты Джозефсона связаны с туннелированием через заполненный диэлектриком зазор между двумя частями сверхпроводника куперовских пар. Сила тока через зазор определяется разностью фаз $\Delta\varphi$ волновых функций куперовских пар по обе стороны зазора:

$$I = I_0 \sin \Delta\varphi. \quad (7.6)$$

Здесь I_0 - максимальный ток, пропорциональный площади сечения зазора и зависящий от прозрачности барьера.

Если такой образец поместить в магнитное поле, вектор индукции которого перпендикулярен направлению протекания тока, то, меняя \vec{B} , можно варьировать величину I_0 от нуля до максимального значения.

Пусть к контакту приложена постоянная разность потенциалов V . Электронные пары, проходя сквозь зазор, приобретают добавочную энергию $E = q_0 V$, которая соответствует разности частот $\Delta\omega = \frac{E}{\hbar} = \frac{q_0 V}{\hbar}$ волн де Бройля электронов по обе стороны от барьера. (Здесь q_0 - заряд пары, равный удвоенному заряду электрона). Разность фаз между этими волнами непрерывно растет со временем:

$$\Delta\varphi = \Delta\omega t = \frac{q_0 V}{\hbar} t, \quad (7.7)$$

а значит, через щель начинает идти переменный ток:

$$I = I_0 \sin\left(\frac{q_0 V}{\hbar} t\right). \quad (7.8)$$

При этом энергия пар теряется в виде квантов излучения с энергией $\hbar\Delta\omega = q_0 V$. Возможен и обратный эффект: поглощение в приконтактной области квантов с энергией $\hbar\Delta\omega$ приводит к возникновению разности потенциалов между двумя частями сверхпроводника.

Эффект Джозефсона используется в микроэлектронике для создания генераторов и детекторов излучения СВЧ-диапазона, а свойство переключения подобных структур из проводящего в непроводящее состояние (это происходит, если ток превышает критическое значение и сверхпроводимость исчезает), позволяет применять устройства, работающие на этом эффекте, в качестве быстродействующих логических элементов ЭВМ. На основе эффекта Джозефсона работают магнетометры для измерения очень слабых магнитных полей (“сквиды”).

7.4.5 Функциональные устройства на основе эффекта сверхпроводимости

Функциональные устройства на криотронах. Криотрон представляет собой прибор, в котором сформированы две взаимодействующие электрические цепи, содержащие сверхпроводящие элементы. Магнитное поле, созданное током во входной цепи криотрона, управляет переходом из сверхпроводящего состояния в нормальное сверхпроводящего элемента выходной цепи.

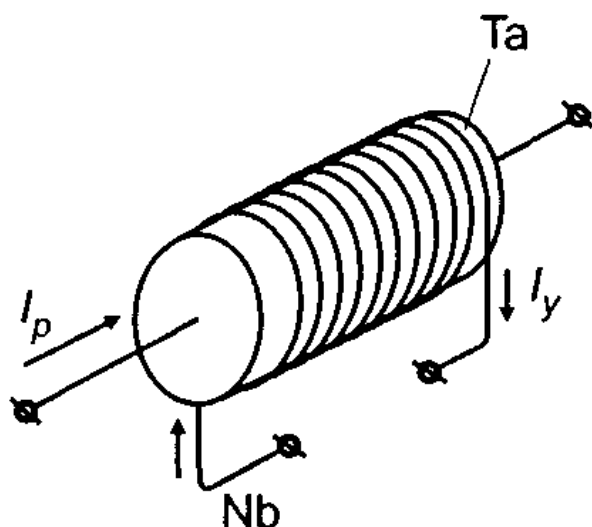


Рисунок 7.10. Конструкция криотрона

Работу криотрона можно уяснить на простейшей конструкции, изображенной на рис. 7.10. На коротком стержне - вентиле, изготовленном из сверхпроводника с низким критическим магнитным полем, например тантала ($H_{KP} = 860$ гс) намотана катушка из сверхпроводника с более высоким критическим магнитным полем, например ниобия ($H_{KP} = 1960$ гс). Катушка - сверхпроводящий элемент входной цепи, вентиль - сверхпроводящий элемент выходной цепи.

При увеличении тока во входной цепи его магнитное поле может превысить критическое поле вентиле, и вентиль перейдет в нормальное состояние. Если ток через катушку уменьшить, то вентиль снова возвратится в сверхпроводящее состояние. При этих переключениях сверхпроводящее состояние катушки, благодаря высо-

кой напряженности критического магнитного поля материала катушки, сохраняется.

Таким образом, током входной цепи можно переключать криотрон в два состояния - состояние с конечным сопротивлением и состояние с бесконечно малым сопротивлением вентиля.

Для повышения быстродействия криотрон как элемент функциональной электроники реализуют обычно в пленочном варианте. На рис. 7.11 представлены конструкции пленочных криотронов - поперечный и продольный. В поперечном криотроне (рис. 7.11 а) в качестве вентиля 1 используется пленка олова, нанесенная на стеклянную подложку. Пленка покрывается диэлектрическим слоем 3, а на него поперек вентиляльной пленки осаждается управляю-

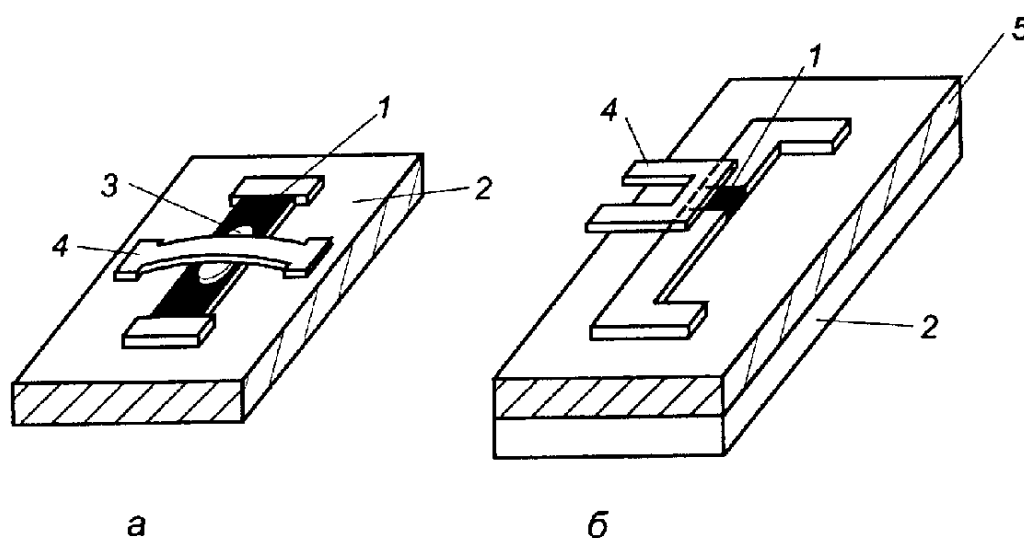


Рисунок 7.11. Пленочные криотроны:

а – поперечный; б – продольный;

1 – вентиль (Sn); 2 – подложка; 3 – изоляция (SiO_2)

4 – управляющая пленка (Pb); 5 – свинцовый экран

щая пленка свинца 4. Свинцовые пленки используются и для межсхемных соединений.

Более эффективный криотрон продольный (рис. 7.11 б), в котором между подложкой 2 и вентиляльной пленкой 1 размещается пленка из свинца 5, которая благодаря идеальному диамагнетизму сверхпроводника ограничивает область магнитного поля, создаваемого токопроводящими пленками вентиля и управления. Благодаря этому уменьшается индуктивность криотрона и, следовательно, существенно увеличивается его быстродействие. Управляющая пленка 4 размещена параллельно над пленочным вентиляем 1 из олова. Обе пленки имеют одинаковую ширину и изолированы друг от друга и от свинцового экрана 5 слоями диэлектрика. Направление управляющего тока выбрано противоположным направлению тока через вентиль. Для современных пленочных криотронов время переключения составляет величину порядка *сотен*

наносекунд. Так как у продольного криотрона активное сопротивление в процессе переключения значительно больше, чем у поперечного криотрона, то время его переключения может быть на порядок меньше. Для построения логических схем на криотронах обычно управляющая пленка последующего криотрона включается параллельно вентилю предыдущего криотрона.

Ячейка из двух криотронов является основным элементом при создании различных функциональных устройств в том числе и логических. На криотронах делаются также запоминающие устройства. Выходной сигнал о состоянии элемента памяти снимается с вентиля выходного криотрона.

Криотроны являются почти идеальными переключающими устройствами, поскольку они малы, легки, расходуют малую мощность, просты в изготовлении, их легко соединить с другими схемами, в них отсутствует воздействие выхода на вход, они не зависят от уровня и полярности сигналов, пригодны для выполнения как запоминающих, так и логических функций. Однако, применяя криотроны, надо учитывать то обстоятельство, что для обеспечения низких температур требуется весьма сложное и крупногабаритное охлаждающее оборудование.

По-видимому, экономически использование криотронов будет оправданно только при значительных объемах перерабатываемой информации ($\sim 10^8$ бит). Правда, возможны случаи, когда криотроны могут найти применение и при меньших объемах обрабатываемой информации. *Это, очевидно, усиление очень малых сигналов радиочастотного и оптического диапазонов и передача электроэнергии на большие расстояния.*

7.4.6 Функциональные устройства на основе эффекта Джозефсона

Как было установлено (7.4.4) перехода Джозефсона может находиться в двух состояниях, определяемых наличием или отсутствием напряжения на переходе.

При подаче на переход постоянного тока смещения I_1 величина которого меньше порогового тока I_m , падение напряжения на переходе равно нулю. Будем считать это состояние соответствующим логическому уровню “0”, или “закрытому” состоянию. При подаче на переход тока ΔI_n , удовлетворяющего условию $I_1 + \Delta I_n > I_m$, туннельный переход перейдет в состояние с отличным от нуля сопротивлением и будет характеризоваться током I_2 и падением напряжения V_2 .

Это состояние соответствует логической “1”, или “открытому” состоянию.

Для возвращения перехода в нулевое закрытое состояние необходимо уменьшить ток перехода до величины, меньшей I_{min} .

Время переключения перехода составляет величину порядка $10^{-12} - 10^{-13}$ сек. Типичные параметры перехода, созданного на основе свинцового сплава диаметром 2.5 мкм, таковы: $I_m = 50$ мкА, $C = 0.2$ пФ, $L = 0.2$ пГн, $V_2 = 2.8$ мВ.

Критический пороговый ток I_m является функцией магнитного поля, пронизывающего переход Джозефсона. Включая магнитное поле, можно уменьшить I_m и, следовательно, при постоянном токе питания I_m перевести переход из одного состояния сверхпроводимости в другое состояние.

Таким образом, джозефсоновский переход является идеальным переключателем, который при прохождении тока, превышающего некоторое значение, мгновенно переходит из состояния “закрыто” в состояние “открыто”.

Высокая эффективность джозефсоновских устройств обусловлена их уникальными особенностями, к числу которых относятся сверхвысокая скорость переключения (< 3 пс), низкий уровень рассеиваемой мощности (< 0.35 мкВт), низкая рабочая температура, малый уровень сигнала (< 1 мВ), наличие сверхпроводящих линий передачи и энергонезависимость сохранения накопленной информации.

Рассмотрим некоторые устройства, основанные на переходах Джозефсона. Прежде всего, рассмотрим сверхпроводящий квантовый интерферометр, так называемый СКВИД (сокращенное английское название - сверхпроводящий квантовый интерференционный прибор), представляющий собой в простейшем варианте параллельно включенные переходы Джозефсона.

На рис. 7.12 показан СКВИД постоянного тока с двумя джозефсоновскими переходами, соединенными в сверхпроводящем кольце.

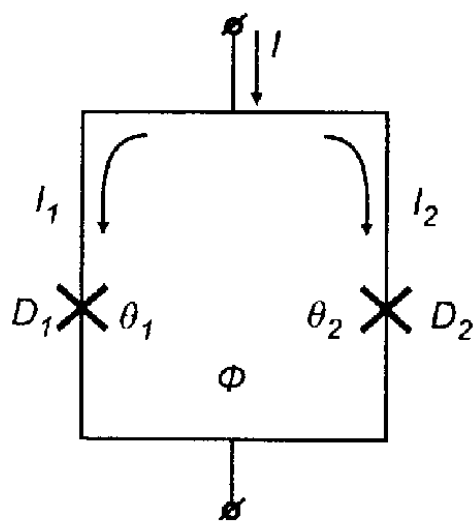


Рисунок 7.12. СКВИД постоянного тока

Проходящий ток I разветвляется на $I_1 = I_{10} \sin \Theta_1$; $I_2 = I_{20} \sin \Theta_2$, где Θ_1 , Θ_2 - разности фаз в сверхпроводниках, образующих джозефсоновские переходы D_1 , D_2 , соответственно.

Для симметричной системы разность фаз в отсутствие внешнего магнитного поля одинакова на обоих переходах, и

$$I = I_1 + I_2 = 2I_{10} \sin \Theta_1 = 2I_{20} \sin \Theta_2,$$

т. е. максимальный ток в СКВИДе равен двойному току одного перехода Джозефсона.

Другая ситуация возникает, когда через сверхпроводящее кольцо проходит магнитный поток Φ внешнего магнитного

поля. Магнитное поле, приложенное перпендикулярно плоскости системы, вызывает изменение разности фаз на переходах. В результате максимальный ток, который может быть пропущен через систему без возникновения на ней напряжения, зависит от магнитного поля.

Зависимость I_m от внешнего магнитного поля может быть использована для создания логических и запоминающих элементов, реализующих с помощью магнитного поля переход из сверхпроводящего состояния при $V = 0$ (логический уровень "0") в состояние при определенном напряжении $V \neq 0$ (логический уровень "0").

Такое переключение можно осуществить не только с помощью магнитного поля, но и с помощью инъекции тока, при которой рабочий ток превышает максимальный ток эффекта Джозефсона постоянного тока.

Первый метод лежит в основе так называемого магнитоуправляемого

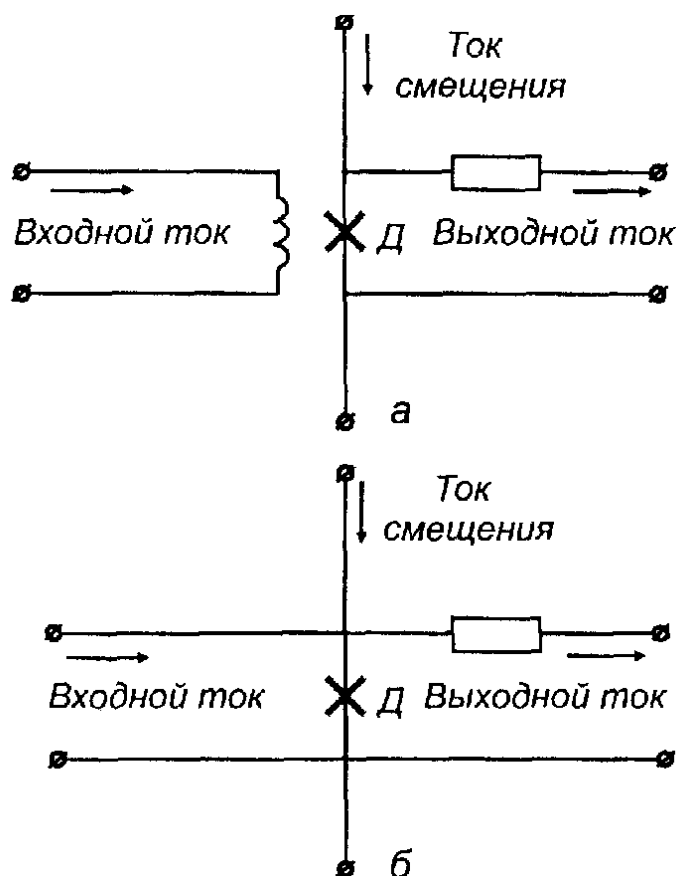


Рисунок 7.13. Логические вентили на основе джозефсоновских переходов:

- а – магнитоуправляемый вентиль;
- б – вентиль с инъекцией тока

вентиля, второй - в основе инжекционно-токового вентиля. Схемы этих вентилях показаны на рис. 7.13. Напомним, что если в каком-либо физическом явлении реализуются два устойчивых состояния и существует метод переключения из одного состояния в другое, тогда мы имеем потенциальный запоминающий элемент.

В запоминающем элементе, например на криотроне, такими устойчивыми состояниями являются нормальное и сверхпроводящее состояния сверхпроводника, а переключение из одного состояния в другое осуществляется с помощью слабого магнитного поля. Приборы на джозефсоновских переходах относятся к тому же типу запоминающих устройств, что и криотроны. Сходство и различие переключателей на криотронах и джозефсоновских переходах заключаются в следующем.

Если оба прибора находятся при температуре ниже критической для используемых сверхпроводников, оба присоединены к источнику постоянного тока, а ток через управляющий электрод отсутствует, то вентильные токи текут в бездиссипативной среде и выходное напряжение равно нулю.

При пропускании же через управляющий электрод достаточно больших токов, создающих сильное магнитное поле, на выходе появляется напряжение. Это происходит благодаря тому, что оловянная пленка в вентильной це-

пи криотрона переходит из сверхпроводящего состояния в нормальное, а в джозефсоновском переходе джозефсоновское туннелирование, туннелирование куперовских пар, сменяется одноэлектронным туннелированием.

Скорость перехода в криотроне определяется тем, насколько быстро оловянная пленка переходит из сверхпроводящего состояния в нормальное. Хотя фазовый переход происходит практически мгновенно в нескольких дискретных точках, **требуется определенное время 10 нс** для того, чтобы между этими точками зародышеобразования успела распространиться граница раздела фаз.

В джозефсоновских переходах никакого фазового перехода не происходит, а просто изменяется характер туннелирования. Последнее может осуществляться очень быстро, так что **время перехода будет в основном определяться емкостью перехода. Это время не превышает 0,8 нс.**

Величина выходного напряжения устройства на джозефсоновском переходе определяется только энергетической щелью используемого сверхпроводника. В случае олова выходное напряжение порядка 1 мВ, а на криотроне оно составляет величину около 200 мкВ, что связано с малым значением сопротивления короткой оловянной пленки при гелиевых температурах. На практике для управления процессом переключения на туннельный переход, покрытый изолятором, напыляется управляющая сверхпроводящая пленка. Магнитное поле, создаваемое управляющим током, уменьшает пороговый джозефсоновский ток I_m . Когда такой пороговый ток становится меньше вентильного тока - тока, текущего через переход - происходит переключение перехода в состояние с конечным напряжением V . Это переключение и является основой работы логических элементов и элементов памяти.

Из-за высокой чувствительности к электромагнитному излучению джозефсоновские переходы используются в качестве низкошумящих детекторов в диапазоне от СВЧ до далекой ИК-области.

При наличии излучения малой мощности пороговый ток I_m уменьшается пропорционально квадрату амплитуды внешнего СВЧ или ИК-сигнала. Такое устройство называется квадратичным детектором.

Эффект Джозефсона нашел применение для создания уникальных по точности приборов для измерения малых токов (до 10^{-10} А), напряжений (до 10^{-15} В), магнитных полей (до 10^{-15} Тл) и др.

7.4.7 Функциональные устройства на магнитных вихрях в сверхпроводниках второго рода

Как отмечалось в пункте 7.4.3, *магнитный вихрь, или флюксон, представляет собой нить нормальной фазы в сверхпроводящей пленке, окруженной вихревым сверхпроводящим током (см. рис. 7.7).* Ось вихря параллельна внешнему магнитному полю. Вдоль оси вихря и окружающую ее сверхпроводящую область проходит квант магнитного потока Φ_0 . Диаметр нити d_k нормальной фазы равен длине когерентности, а внешний диаметр сверхпроводя-

щей фазы определяется лондоновской глубиной проникновения магнитного поля d_H в сверхпроводник. Для сверхпроводников второго рода характерно, что $d_H \gg d_K$. Как длина когерентности, так и лондоновская длина зависят от состава и толщины пленок.

В однородных пленках флюксон может перемещаться в плоскости пленки под действием внешних сил, в частности силы Лоренца, возникающей при протекании вдоль пленки сверхпроводящего тока. При токе 10^{10} А/м², скорость перемещения вихря составляет в *Pb-In* $-0.35 \cdot 10^4$ м/с, в *Al* $-1.5 \cdot 10^4$ м/с.

Физические неоднородности в сверхпроводящих пленках являются центрами закрепления вихрей и для отрыва вихря необходимо приложить дополнительную силу. Минимальная сила, необходимая для отрыва вихря, по аналогии с магнетизмом называется коэрцитивностью материала. В случае действия силы Лоренца коэрцитивность материала будет определяться минимальной величиной сверхпроводящего тока, приводящего в движение магнитный вихрь.

Магнитный вихрь является типичным примером динамической неоднородности - основы функциональной электроники, которую можно использовать для создания устройств обработки информации. Факт наличия или отсутствия магнитного вихря в данном месте пленки представляет собой единицу информации - бит.

Энергия магнитного вихря W_B равна произведению плотности энергии σ_B на длину L_H его нити:

$$W_A = \sigma_A L_H, \quad (7.9)$$

где

$$\sigma_A = \frac{\hat{O}_0}{4\pi\mu_0 d_H} \ln \frac{d_H}{d_K}, \quad (7.10)$$

μ_0 - магнитная проницаемость вакуума.

В связи с этим любое утолщение в пленке, содержащей магнитные вихри, будет представлять собой некоторый потенциальный барьер для движения вихря. Высота барьера $\Delta W_A = \sigma_A \Delta L_H$, где ΔL_H - величина утолщения или ступеньки. Следовательно, изменяя толщину вихресоержащих пленок сверхпроводника второго рода, можно формировать каналы перемещения магнитных вихрей.

Существуют и другие методы канализации магнитных вихрей. Схемы продвижения вихрей являются важнейшими элементами функциональных устройств на магнитных вихрях.

Генерация магнитных вихрей реализуется с помощью токовой шины, которая размещается на краю вихресоержащей пленки (рис. 7.14). Для контроля за входом вихря в канал продвижения можно использовать токовую шину, пересекающую вход в канал.

Считывание магнитных вихрей легко осуществить с помощью

одиноким джозефсоновским переходам. Если вихресоудержающая пленка является одной стороной джозефсоновского перехода, то при приближении вихря к переходу токи вихря проникают в переход и модулируют сверхпроводящий ток, протекающий через него. Наконец, для аннигиляции магнитных вихрей их можно выводить из вихресоудержающей пленки в какую-либо область.

Отмеченный набор основных элементов на магнитных вихрях позволяет создавать разнообразные устройства функциональной электроники.

На рис. 7.15 а приведена схема запоминающего устройства с последовательной выборкой информации - сдвиговый регистр на магнитных вихрях, а на рис. 7.15 б изображено запоминающее устройство с параллельно-последовательной

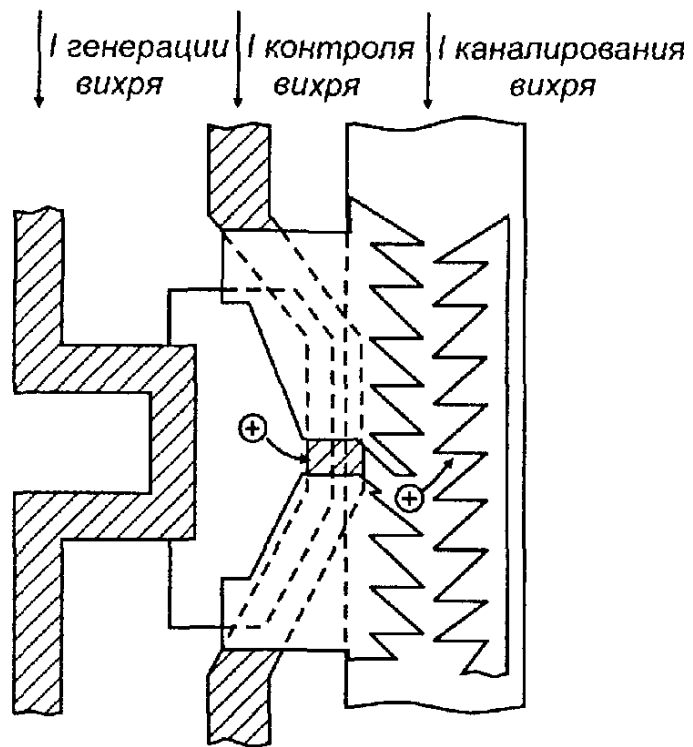


Рисунок 7.14. Схема генерации и ввода флюксонов в канала продвижения

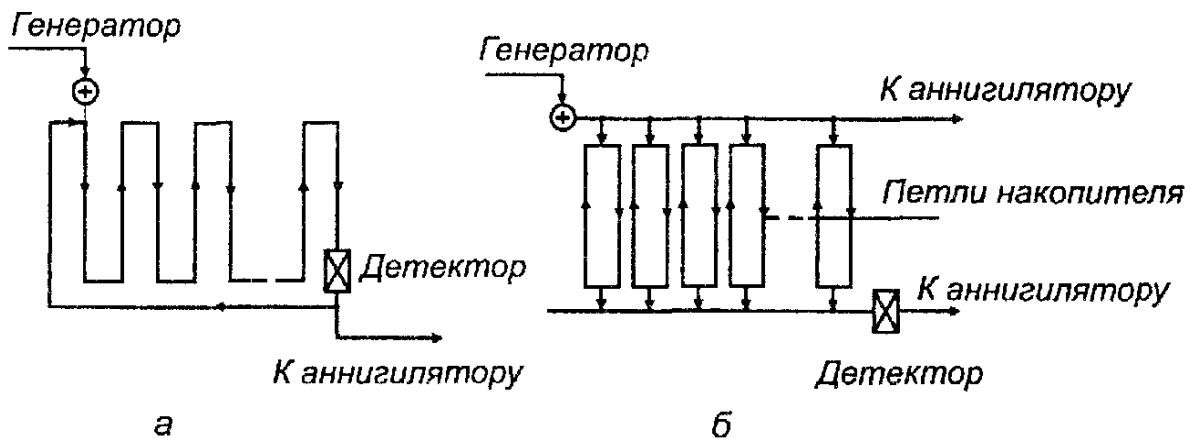


Рисунок 7.15. Запоминающие устройства на магнитных вихрях: а - сдвиговый регистр; б - накопитель

организацией записи и считывания информации.

Анализ показывает, что на магнитных вихрях можно сформировать память с объемом информации $10^8 - 10^{12}$ бит.

На основе сверхпроводников второго рода были созданы наиболее чувствительные приемники теплового излучения.

Болометры, как и другие типы приемников излучения, являются преобразователями падающей лучистой энергии в измеряемый сигнал. Интегральная чувствительность приемника S определяется как отношение приращения электрического сигнала на выходе приемника ΔU к приращению падающего потока энергии ΔW ,

$$S = \lim_{\Delta W \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta U}{\Delta W} \right) = \frac{dU}{dW}.$$

Частотную характеристику приемника определяет постоянная времени τ .

Физическим ограничением используемых сверхпроводящих пленочных болометров является прямопропорциональная связь между чувствительностью приемника S и постоянной времени τ . Сверхпроводники второго рода позволяют преодолеть это ограничение.

Если приемная площадка болометра выполнена из сверхпроводника

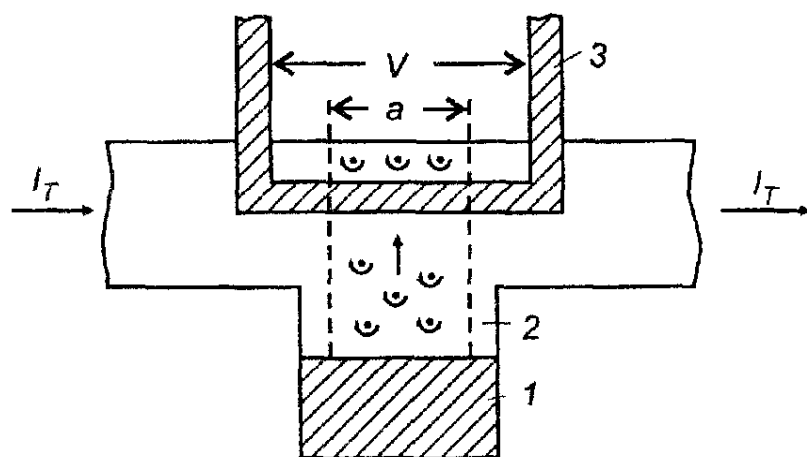


Рисунок 7.16. Схема болометра на магнитных вихрях (флюксонах):

1 – приемная площадка; 2 – несущая сверхпроводящая пленка; 3 – считывающий элемент

второго рода и находится во внешнем магнитном поле, то слабое изменение температуры приемной площадки под действием падающего излучения приведет к образованию вихрей, количество которых будет определяться падающим тепловым потоком. Поскольку вихри обладают высокой подвижностью, то их можно под влиянием внешних воздействий перемещать и считывать.

Схема теплового приемника на магнитных вихрях показана на

рис. 7.16. Магнитные вихри могут зарождаться только на краях сверхпроводящей площадки. Путь l_{Σ} – суммарная длина краев приемной площадки, на которых происходит образование вихрей, v – скорость образования вихрей, т. е. количество вихрей, образующихся в единицу времени на единице длины края сверхпроводника. Поток вихрей

$$g = \int_{l_{\Sigma}} v(l) dl,$$

где l – текущие координаты краев приемной площадки. Величина $v(l)$ определяется температурой приемной площадки и скоростью отвода образующихся вихрей от краев площадки. Под влиянием транспортного тока $I(t)$ вихри

движутся по сверхпроводящей пленке 2 и пересекают считывающий элемент 3, представляющий собой тонкую и узкую сверхпроводниковую пленку, размещенную перпендикулярно направлению движения вихрей.

Вихри, пересекая эту пленку, индуктируют в ней электрическое поле, в результате чего на концах считывающего элемента возникает напряжение, равное

$$V = \hat{O}_0 g .$$

Образование магнитных вихрей сопровождается поглощением тепловой энергии из приемной площадки. Если тепловую энергию на единицу толщины приемной площадки, идущую на образование одного магнитного вихря, обозначим Q тогда энергия, поглощенная вихрями при их образовании в единицу времени, будет

$$W_A = gQd ,$$

где d - толщина пленки сверхпроводника приемной площадки.

Естественно, что не вся поглощающая энергия W_a пойдет на образование вихрей, часть энергии рассеется благодаря теплопроводности и излучению в окружающую среду, т. е. в результате теплообмена.

В этом случае

$$W_a = W_T + W_B ,$$

W_T - энергия, ушедшая от приемной площадки в результате теплообмена.

Работа приемников на основе вихрей может происходить как в режиме непрерывного считывания, так и в режиме накопления, что особо важно при создании пороговых приемников теплового излучения.

7.5 Магнитодинамические эффекты в плазме [1, 4, 6, 12]

7.5.1 Физика плазмы

Плазма является преобладающим состоянием вещества во Вселенной. Звезды, галактические туманности и межзвездная среда представляют собой плазму, которую называют четвертым состоянием вещества. Один из верхних слоев атмосферы, называемый ионосферой, состоит из слабо ионизованной плазмы. *Этот слой отражает радиоволны и делает возможной радиосвязь на больших расстояниях.*

В земных условиях плазма образуется при электрическом разряде в газах, в процессах горения и взрыва. *Сила взаимодействия между атомами и молекулами убывает с расстоянием очень быстро (как $1/r^6$).* Поэтому частицы газа взаимодействуют лишь при сильном сближении.

Кулоновские силы убывают гораздо медленнее (как $1/r^2$). Поэтому взаимодействие между частицами (электронами и ионами) в плазме постоянно влияет на их движение, вследствие чего для плазмы характерны коллективные процессы.

Вокруг каждого заряда преимущественно располагаются заряды противоположного знака, нейтрализующие влияние данного заряда за пределами сферы радиуса D , называемого *дебаевским радиусом экранировки*. Соответствующий расчет дает

$$D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{N_e e^2}},$$

где N_e - концентрация (т. е. количество в единице объема) электронов в плазме. Подстановка значений констант приводит к формуле

$$D = 69 \sqrt{T/N_e}.$$

Для примера оценим дебаевский радиус для плазмы, возникающей в канале молнии. Газ в этом случае ионизируется полностью, так что N_e равно числу молекул воздуха в единице объема, т. е. примерно $2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, температура составляет приблизительно $2 \cdot 10^4 \text{ К}$. Следовательно,

$$D = 69 \sqrt{2 \cdot 10^4 / (2,7 \cdot 10^{25})} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ м}.$$

Внешнее электрическое поле проникает в плазму только на расстояние порядка дебаевского радиуса. Таким образом, плазма экранирует внешнее электрическое поле. Дебаевский радиус определяет размеры областей, в которых равенство чисел частиц разных знаков может не соблюдаться, т. е. нарушается условие квазинейтральности.

Квазинейтральность плазмы в целом соблюдается при условии, что линейные размеры l области, занимаемой плазмой, много больше дебаевского радиуса D ($l \gg D$). Только при выполнении этого условия можно говорить о плазме как таковой.

Как уже отмечалось, для плазмы характерны коллективные процессы. Дальнодействие кулоновских сил приводит к тому, что плазма может рассматриваться как упругая среда. Если группу электронов в плазме сдвинуть из их равновесного положения, то на них будет действовать электростатическая возвращающая сила. Это служит причиной того, что в плазме легко возбуждаются продольные колебания пространственного заряда, называемые ленгмюровскими волнами. Их частота, называемая плазменной частотой, определяется выражением

$$\omega = \sqrt{N_e e^2 / (m \epsilon_0)}$$

(N - концентрация электронов, m - масса электрона).

Средние значения энергии электронов, ионов и нейтральных атомов могут отличаться друг от друга. В этом случае плазму нельзя характеризовать одним значением температуры и приходится различать электронную T_e , ионную T_i и температуру нейтральных атомов T_A . *Плазму, у которой эти температуры различны, называют **неизотермической**. Если все три температуры одинаковы, плазма называется **изотермической**.*

Неизотермической является газоразрядная плазма, т. е. плазма, возникающая при газовом разряде. Плазма, возникающая вследствие высокой тем-

пературы вещества, является изотермической. Условно изотермическую плазму подразделяют на низкотемпературную (с $T_{II} < 10^5 \text{ K}$) и высокотемпературную (с $T_{II} < 10^6 \text{ K}$).

Достаточно разогретая плазма является очень хорошим проводником. Благодаря большей подвижности электронов, чем ионов, проводимость плазмы в основном определяется электронами. Соответствующий расчет дает для проводимости плазмы формулу

$$\sigma \approx 10^{-3} T^{3/2} \text{ См/м.}$$

При $T \approx 15 \cdot 10^6 \text{ K}$ проводимость плазмы равна проводимости одного из лучших проводников - серебра.

Важнейшими техническими применениями плазмы являются управляемый термоядерный синтез и непосредственное преобразование теплоты в электрическую энергию в магнитогидродинамических генераторах (МГД-генераторах). Для протекания термоядерной реакции (т. е. объединения легких ядер в более тяжелые) вещество нужно нагреть до столь высокой температуры (порядка 10^8 K), при которой оно находится в состоянии плазмы. Задачу удержания плазмы в ограниченном объеме нельзя решить, поместив ее в обычный сосуд, ибо стенки любого сосуда при такой температуре немедленно испарятся. Поэтому для удержания плазмы используются сильные магнитные поля.

Для того чтобы плазма находилась в стационарном состоянии, необходимо наличие процессов, восполняющих убыль ионов в результате рекомбинации. В высокотемпературной плазме это осуществляется за счет термической ионизации, в газоразрядной плазме - за счет ударной ионизации электронами, ускоренными электрическим полем.

В ионосфере высокая степень ионизации молекул (порядка 1%) поддерживается за счет фотоионизации, обусловленной коротковолновым излучением Солнца.

7.5.2 Электродинамика плазмы

Предметом исследований магнитогазодинамики является ионизированный газ, называемый плазмой. Плазма представляет собой четвертый вид состояния материи в виде смеси трех видов частиц: электронов, ионов и нейтральных атомов. При очень высоких температурах (свыше 10000 K) газ становится почти полностью ионизированным и приобретает свойства проводящей жидкости. Частичную ионизацию газа можно получить при более низких температурах (около $2000\text{—}3000 \text{ K}$), применяя специальные вспомогательные средства в виде ионизирующих присадок или так называемого посева (например, калиевого посева). Получают в этом случае так называемую холодную плазму, не вполне ионизированную.

В противоположность случаю обычных газов электромагнитное поле оказывает сильное динамическое действие на плазму, вызывая ее движение. Движение плазмы вызывает в свою очередь искажение магнитного поля. При

исследовании движения плазмы рассматривается сложный процесс взаимодействия электродинамических и газодинамических сил и явлений. Свойства несжимаемых проводящих жидкостей занимается наука, называемая магнитогидродинамикой (МГД).

Обе области науки (магнитогазодинамика и магнитогидродинамика) имеют важное значение не только с точки зрения вопросов управления ядерными реакциями, астрофизики, геофизики, космонавтики и построения магнитогидродинамических генераторов, но также с точки зрения чисто промышленных вопросов, таких, как электромагнитный транспорт, перекачка и электромагнитное перемешивание расплавленных металлов в металлургии, охлаждение атомных реакторов жидким натрием и т. п.

Простейший теоретический анализ ограничивается исследованиями свойств сильно проводящей и, следовательно, электрически нейтральной немагнитной, не подвергающейся действию сил тяжести жидкости (в том числе и газа), помещенной в магнитном поле. Такая жидкость, т. е. плазма, подчиняется основным законам электромагнитного поля (уравнения Максвелла), причем ввиду большой ее проводимости можно пренебречь токами смещения и конвекции, а также сторонней ЭДС $\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \rho \bar{v}_\rho = \sigma \bar{E}_{\text{ind}} = 0$.

В некоторых случаях можно в первом приближении принять, что проводимость плазмы бесконечно велика. Подставляя в закон Ома $\sigma \rightarrow \infty$, заметим, что передвижение такой плазмы под влиянием полей \bar{E} и \bar{B} подчиняется закону

$$\bar{E} + (\bar{v} \times \bar{B}) = \bar{j} / \sigma \rightarrow 0_{\sigma \rightarrow \infty}. \quad (7.11)$$

Здесь $\sigma(\bar{v} \times \bar{B})$ - плотность тока, вызванного движением исследуемой среды со скоростью \bar{v} по отношению к магнитной индукции \bar{B} .

Как видим, поведение плазмы в присутствии магнитного поля в значительной степени предопределяется ее проводимостью σ . Результатом этого являются как электромагнитные, так и механические эффекты.

Выведем формулы, определяющие электромагнитные свойства плазмы в зависимости от ее проводимости σ . Преобразуя закон Ома для $\sigma \neq 0$ и подставляя в первое уравнение Максвелла, получаем:

$$\bar{E} = \bar{j} / \sigma - (\bar{v} \times \bar{B}) = \text{rot} \frac{\bar{B}}{\mu \sigma} - (\bar{v} \times \bar{B}).$$

Подставляя последнее выражение во второе уравнение Максвелла и произведя векторные преобразования, получаем:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \text{rot}(\bar{v} \times \bar{B}) + (1/\mu \sigma) \nabla^2 \bar{B}. \quad (7.12)$$

В случае плазмы, находящейся в неподвижном состоянии ($v = 0$) получаем уравнение

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = (1/\mu \sigma) \nabla^2 \bar{B}, \quad (7.13)$$

которое имеет ту же форму, что и уравнение тепловой проводимости или уравнение, описывающее процессы диффузии. Из уравнения (7.13) следует, что начальное распределение магнитного поля будет затухать, т. е. магнитное поле будет как бы диффундировать из плазмы, обладающей конечной удельной проводимостью, с постоянной времени $1/(\mu\sigma)$.

Если проводимость плазмы будет настолько велика, что можно пренебречь вторым членом в уравнении (7.12), то получим:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \text{rot}(\bar{v} \times \bar{B}) = 0. \quad (7.14)$$

Левая часть (7.14) представляет собой полную производную индукции для контура, движущегося в переменном поле. Рассчитывая магнитный поток, охваченный произвольно выбранным замкнутым контуром, движущийся вместе с плазмой, получаем на основании (7.14), что поток этот не изменяется во времени:

$$\frac{d}{dt} \oint_A \bar{B} \cdot d\bar{A} = \int \left[\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} + \text{rot}(\bar{B} \times \bar{v}) \right] d\bar{A} = 0. \quad (7.15)$$

Это значит, что магнитный поток, сопряженный с любым элементом плазмы, не подвергается изменениям и двигается вместе с плазмой. Образно говоря, что в этом случае линии поля «вморожены» или «приклеены» к жидкой среде, которая по этой причине никогда не пересекает линий магнитного поля. *В первом приближении можно принять, что линии индукции не могут ни покинуть высокопроводящую плазму, ни войти в нее.*

Явление это дает возможность непосредственного преобразования тепловой или ядерной энергии в электрическую энергию.

Движущаяся плазма, обладающая большой энергией, например, в результате термоядерной реакции, тянет за собой линии магнитного поля, выполняя при этом работу преодоления сил поля. Работа эта превращается в электрическую энергию, а изменения магнитного поля, вызванные перемещением линий индукции, могут индуцировать во внешней неподвижной цепи полезную ЭДС. Если предположим, что скорость линий индукции \bar{v} перпендикулярна \bar{B} , то из (7.11) для сверхпроводящей плазмы ($\sigma \rightarrow \infty$), умножая обе стороны векторно на \bar{B} , получим скорость так называемого ($\bar{E} \times \bar{B}$ -дрифта) проводящей среды и линий сил

$$\bar{v} = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} \quad (7.16)$$

Неподвижные магнитные линии тормозят одновременно продвижение плазмы с силой Лоренца $\bar{F} = e(\bar{E} + (\bar{v} \times \bar{B}))$. Механическая работа этого торможения превращается в электрическую энергию.

В действительности только в астрофизических или ядерных процессах плазму можно считать сверхпроводящей, т. е. удовлетворяющей идеализированным уравнениям (7.14) — (7.16).

В инженерной практике приходится считаться с конечной проводимостью плазмы, т. е. как с эффектом диффузии (7.13), так и частичного «вмораживания» поля (7.15).

В последние годы ведутся интенсивные исследования свойств плазмы, так как интерес энергетики к МГД генераторам, позволяющим получать непосредственное преобразование тепловой энергии в электрическую, неуклонно растет.

В простейшей модели МГД генератора проводящий газ (плазма) протекает со скоростью v_x в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю B_z . В результате в газе образуется электрическое поле, направленное по оси Y , а между электродами, помещенными на этой же оси, образуется напряжение. Протекающий сквозь газ электрический ток с плотностью \bar{j} вызывает вместе с индукцией \bar{B} силу Лоренца, пространственная плотность которой выражается формулой

$$\bar{F} = \bar{j} \times \bar{B} \quad (7.17)$$

Сила эта тормозит движение частиц газа с единичной мощностью jBv . Отбираемая таким образом от газа механическая мощность преобразуется частично в электрическую мощность, отдаваемую внешней цепи jE_U , а частично - в джоулево тепло j^2/σ , передаваемое обратно газу:

$$jBv = jE_U + j^2/\sigma.$$

Из последнего уравнения получаем закон Ома для проводящей среды, движущейся в магнитном поле:

$$j = \sigma(Bv - E_U),$$

где E_U - единичное напряжение внешней цепи (по отношению к расстоянию между электродами h) и Bv - единичная ЭДС газовом канале МГД генератора.

В конвенциональном генераторе, в котором электрическая проводимость медных обмоток σ имеет большое значение ($\sigma_{Cu} = 6 \cdot 10^7$ См/м), возможно получение больших токов при Bv , незначительно отличающемся от E_U (например, $B = 1.04 E_U$).

Наоборот, в МГД генераторе, обладающем значительно меньшей проводимостью газа σ , значение E_U при нормальной работе обычно значительно меньше значения Bv . Плотность электрической мощности, передаваемой во внешнюю цепь, определяется выражением

$$P_E = jE_U = \sigma B^2 v^2 k(1 - k),$$

где $k = E_U/Bv$ - коэффициент нагрузки, равный одновременно электрическому к. п. д. МГД генератора, т. е. отношению электрической мощности к механической мощности, отбираемой от газа.

При заданных значениях σ , v , B максимальную электрическую мощность можно получить при $k = 1/2$, т. е. когда электрическое сопротивление внешней цепи равняется внутреннему сопротивлению газового канала

Для получения соответствующей плотности мощности в канале МГД генератора значение электрической проводимости газа должно быть не менее $\sigma = 10 \text{ См/м}$.

В присутствии магнитного поля электрическая проводимость плазмы имеет тензорные свойства. В результате этого образуется составляющая плотности электрического тока, направленная вдоль канала. Это является проявлением эффекта Холла. Токи Холла могут замыкаться через электроды, вызывая при этом значительные потери мощности. Поэтому электроды подразделяют на значительное количество взаимно изолированных сегментов.

7.5.3 Магнитогидродинамические генераторы

Магнитогидродинамический генератор (МГД генератор) - это установка

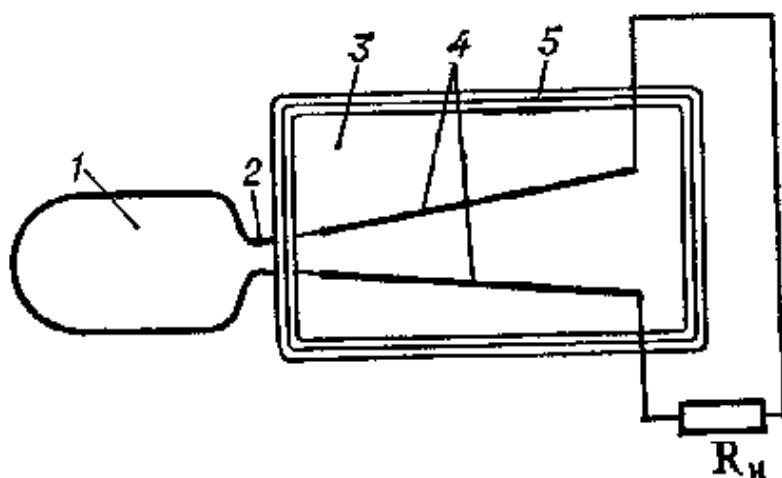


Рисунок 7.17

Схема плазменного МГД – генератора:

- 1- генератор плазмы; 2. – сопло; 3. – МГД-канал;
4. – электроды с последовательно включенной
нагрузкой; 5. – магнитная система, создающая
тормозящее магнитное поле; R_n - нагрузка.

ка для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую. Основан на явлении электромагнитной индукции, т. е. возникновении тока в проводнике, пересекающем магнитные силовые линии; в качестве движущегося в магнитном поле проводника используется плазма или проводящая жидкость (электролиты и жидкие металлы).

На возможность использования проводящих жидкостей, движущихся в магнитном поле, для генерации электрических токов указал ещё английский физик М. Фарадей в 1831. Однако предпринятые им же попытки экспериментально проверить эту идею были безуспешны. Основные принципы устройства современных МГД генераторов были сформулированы в 1907 - 1922, однако практическая реализация их оказалась возможной только в конце 50-х гг. в связи с развитием магнитной гидродинамики, физики плазмы и т. д.

МГД генератор состоит (рис.7. 17) из генератора (нагревателя, источника) рабочего тела, в котором рабочее тело нагревается до необходимой температуры (твердое топливо переходит в газ и ионизируется) и разгоняется до требуемых скоростей; МГД канала, в котором движется рабочее тело (плазма или проводящая жидкость) и происходит отвод генерируемой электроэнергии

контактным (с помощью электродов) или индукционным (вторичные обмотки) способами.

По типу используемого рабочего тела МГД генераторы подразделяются на плазменные и жидкометаллические.

В плазменных МГД генераторах может использоваться равновесная или неравновесная плазма.

Системы с МГД генератором могут работать по открытому и замкнутому циклам.

В первом случае использованные газ выбрасываются в атмосферу. В МГД генераторах замкнутого цикла рабочее тело, пройдя МГД генератор, возвращается в МГД канал через компрессор или насос.

Как и в любом генераторе, основанном на принципе электромагнитной индукции, в проводящем потоке (с электропроводностью σ), движущемся в МГД канале МГД генератора со скоростью \vec{v} поперек магнитного поля \vec{B} , возникает индукционное поле напряжённостью $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$. Под действием этого поля в объёме потока и во внешней цепи возбуждается электрический ток.

Взаимодействие генерируемого тока с магнитным полем приводит к появлению тормозящей ponderomotorной силы, работа которой на длине канала МГД генератора определяет удельную мощность и эффективность МГД генератора. Она тратится на работу во внешней цепи, на джоулев нагрев рабочего тела и на работу, связанную с токами утечки.

Для жидкометаллического МГД генератора существенной проблемой при получении больших мощностей является разгон рабочего тела до высоких скоростей. В современных схемах разгона парогазовой смеси с конденсацией перед МГД каналом происходят большие потери кинетической энергии, а при работе с гетерогенным парогазовым рабочим телом - потери электропроводности. Эти потери и ряд других эффектов ограничивают КПД жидкометаллических МГД генераторов величинами $\sim 3 - 6 \%$; агрегатные мощности МГД генераторов – $0.5 - 1.0 \text{ МВт}$.

Значительно более высокие показатели имеют плазменные МГД генераторы. Во-первых, в них рабочее тело можно разгонять до больших скоростей ($\sim 2000 - 2500 \text{ м/с}$), во-вторых, введение в газы небольших количеств легко ионизирующихся добавок (например, паров щелочных металлов K, Cs) позволило снизить температуру ионизации и получить приемлемые электропроводности плазмы уже при температурах $2000 - 3000 \text{ К}$ и атмосферных давлениях. Использование перегрева электронной компоненты плазмы относительно ионной и атмосферный компонент также значительно увеличивает электропроводность такой неравновесной плазмы.

При типичных значениях магнитной индукции $B \sim 3T$ можно получать КПД плазменных МГД генераторов до 20% , а мощность с единицы объёма рабочего тела $\sim 10 \text{ МВт/м}^3$.

При использовании плазмы в качестве рабочего тела нужно учитывать особенности работы МГД генераторов, связанные с плазменными эффектами и сжимаемостью газа. Так, в сильных магнитных полях или в разреженном газе, когда частота соударений электронов уменьшается и становится сравнимой с циклотронной частотой вращения электронов, они успевают за время между соударениями пройти заметную дугу по ларморовской окружности. Благодаря этому направление тока в плазме не совпадает с направлением напряжённости электрического поля (*эффект Холла*).

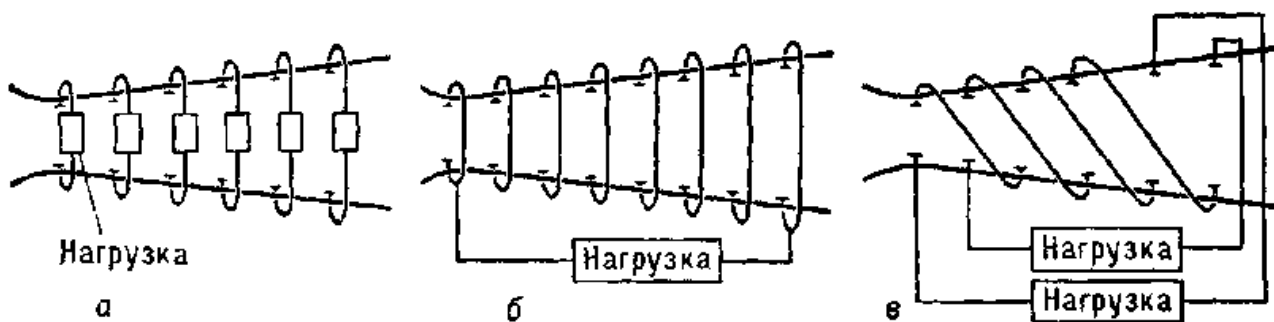


Рисунок 7.18. Схемы соединения электродов в МГД-генераторах:

а — линейный фарадеевский. Нагрузка генератор с секционированными электродами;

б — линейный холловский генератор;

в — серийный генератор с диагональным соединением электродов

Это приводит к возникновению дополнительного, электрического поля (поля Холла), направленного навстречу потоку газа. В результате σ уменьшается в направлении индуцированного поля и становится анизотропной.

Для уменьшения вредных последствий в эффекта Холла предпочтительны режимы работы с давлениями, близкими к атмосферным. Кроме того, можно разделить электроды на секции (чтобы уменьшить циркуляцию тока вдоль канала, причём каждая пара электродов должна иметь свою нагрузку (рис. 7.18, *а*), что усложняет конструкцию МГД генератора. Если же в идеально секционированном канале электроды коротко замкнуты (рис. 7.18, *б, в*), то поле Холла значительно больше индукционного, и этот эффект используется для получения высоких (10 - 20 кВ) напряжений.

Сжимаемость газа приводит к появлению градиентов давления и температуры вдоль канала. Эти эффекты частично компенсируются расширением проточной части канала. Трение газа о стенки канала приводит к образованию холодных пограничных слоев, где теряется часть генерируемого напряжения; в результате трения может также происходить зажигание дуг, разрушающих электроды. При сильных пондеромоторных торможениях рабочего тела может произойти отрыв пограничного слоя и в потоке плазмы возникнут резкие возмущения, поток расслаивается, резко уменьшается индуцированное поле в выходных зонах, генерация срывается. Отсос пограничного слоя частично компенсирует этот эффект.

В канале МГД генератора может возникать также ряд *плазменных неустойчивостей*, обусловленных локальными перегревами, неоднородностью ионизации и т. п.

Отсутствие движущихся деталей основное преимущество МГД генераторов и принципиально высокая рабочая температура позволяют создавать МГД генераторы с высокими КПД и большими агрегатными мощностями.

В комбинированных ТЭС можно применять МГД генераторы как высокотемпературные ступени перед обычными машинными генераторами, что должно повысить КПД станции в целом на 10 - 15%. Быстрота выхода на режим (≈ 1 с) позволяет на базе МГД генераторов создавать пиковые и аварийные электростанции, а также мощные импульсные МГД установки. Используя принцип самовозбуждения магнитной системы, можно создавать автономные импульсные МГД установки.

Малое количество вредных примесей в выхлопных газах МГД генераторов, работающих на природных ископаемых топливах, обеспечивает лучшие условия защиты окружающей среды от теплового и химического загрязнений. Созданы экспериментальные МГД генераторы, генерирующие до 19 - 20 МВт в течение сотен часов.

В народном хозяйстве используются мощные импульсные МГД генераторы открытого цикла, работающие на продуктах сгорания специальных твердых топлив. Разработаны МГД установки для прогнозирования землетрясений методом периодических глубинных зондирований земной коры, для геофизических нефтепоисковых работ и т. д.

8 СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Глав. редакция физико-математической литературы, 2002. - 620 с.
2. Петров Б.М. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Горячая линия – Телеком, 2003. – 558 с.
3. Баскаков С.И. Электродинамика и распространение радиоволн. - М.: Высшая школа, 1992. – 416 с.
4. Туров У.А. Материальные уравнения электродинамики. - М.: Главная редакция физико-математической литературы, 1983. - 156 с.
5. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. - М.: Главная редакция физико-математической литературы, 1989. - 544 с.
6. Туровский Я. Техническая электродинамика. – М.: Энергия, 1974. – 486 с.
7. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. Техническая электродинамика. - М.: Радио и связь. 2002. – 536 с.
8. Кравченко А.Ф. Физические основы функциональной электроники. – Новосибирск : Издательство НГУ. 2000. – 442 с.
9. Физика твердого тела/Под ред. Верещагина И.К. – М.: Высшая школа. 2001. – 237 с.
10. Бредов М.М., Румянцев В.В., Топтыгин И.Н. Классическая электродинамика. – С.-Петербург :Изд. “Лань”. 2003. – 398 с.
11. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Главная редакция физико-математической литературы. 1973. – 592 с.
12. Савельев В.И. Курс общей физики. Электричество и магнетизм. – М.: Апрель. АСТ. 2002. – 336 с.
13. Савельев В.И. Курс общей физики. Волны и оптика. – М.: Апрель. АСТ. 2002. – 256 с.
14. Савельев В.И. Курс общей физики. Физика твердого тела. – М.: Апрель. АСТ. 2002. – 368 с.
15. Гасанов Л.Г. и др. Твердотельные устройства СВЧ в технике связи. – М.: Радио и связь. – 1988. – 288 с.
16. Смирнов С.В. Физика твердого тела. – Томск : ТМЦДО. 2000. - 89 с.
17. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. – М.: - Высшая школа, 1975 -244 с.