

Министерство образования и науки Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

**Н.С. Легостаев**

# **МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ**

**Учебное пособие**

Рекомендовано Сибирским региональным отделением  
учебно-методического объединения  
высших учебных заведений РФ по образованию  
в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники  
и автоматизации для межвузовского использования  
в качестве учебного пособия для студентов,  
обучающихся по направлению подготовки бакалавров  
210100.62 «Электроника и наноэлектроника»  
с профилями «Промышленная электроника»  
и «Микроэлектроника и твердотельная электроника»

Томск  
Издательство ТУСУРа  
2014

УДК 621.315.5/.61(075.8)  
ББК 32.843.я.73  
Л 387

Рецензенты:

**Айзенштат Г.И.**, д-р техн. наук, профессор,  
гл. науч. сотр. ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», г. Томск;

**Анненков Ю.М.**, д-р физ.-мат. наук, профессор  
кафедры электромеханических комплексов  
и материалов Национального института  
«Томский политехнический университет»

**Легостаев, Николай Степанович**

Л 387 Материалы электронной техники: учеб. пособие / Н.С. Легостаев. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2014. – 239 с.

ISBN 978-5-86889-679-8

Рассматриваются физические процессы и явления, протекающие в проводниках, полупроводниках и пассивных диэлектриках, а также в активных диэлектриках и магнитных материалах в различных условиях их эксплуатации. Представлены основные параметры и характеристики пассивных компонентов электронной техники. Приведена классификация, конструктивно-технологические разновидности резисторов и конденсаторов, система обозначений и маркировка.

Для студентов, обучающихся по направлению 210100.62 «Электроника и наноэлектроника» с профилями «Промышленная электроника» и «Микроэлектроника и твердотельная электроника».

УДК 621.315.5/.61(075.8)  
ББК 32.843.я.73

ISBN 978-5-86889-679-8

© Легостаев Н.С., 2014

© Томск. гос. ун-т систем упр.  
и радиоэлектроники, 2014

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	5
1 ХАРАКТЕРИСТИКА МАТЕРИАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКЕ	
1.1 Классификация материалов по электрическим и магнитным свойствам.....	6
1.2 Электропроводность твердых тел.....	11
1.3 Общие свойства и отличительные особенности материалов электронной техники.....	14
2 ПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ	
2.1 Свойства проводниковых материалов.....	25
2.2 Материалы высокой проводимости.....	36
2.3 Материалы высокого удельного сопротивления.....	47
3 РЕЗИСТОРЫ	
3.1 Классификация резисторов.....	52
3.2 Основные параметры и характеристики резисторов.....	54
3.3 Система обозначений и маркировка резисторов.....	61
3.4 Конструктивно-технологические разновидности резисторов.....	67
4 ДИЭЛЕКТРИКИ	
4.1 Основные физические процессы в диэлектриках.....	71
4.2 Пассивные диэлектрики.....	86
5 КОНДЕНСАТОРЫ	
5.1 Классификация конденсаторов.....	95
5.2 Основные параметры и характеристики конденсаторов.....	106
5.3 Система условных обозначений и маркировка конденсаторов.....	110
6 АКТИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ И ЭЛЕМЕНТЫ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ	
6.1 Пьезоэлектрические и электрострикционные материалы.....	114
6.2 Пирозлектрики и электреты.....	116
6.3 Сегнетоэлектрики.....	120
6.4 Элементы типовой модели функциональной электроники.....	121
7 МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ	
7.1 Классификация материалов по магнитным свойствам.....	125
7.2 Характеристики и параметры ферромагнетиков.....	131
7.3 Виды магнитных материалов.....	144
8 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ	
8.1 Классификация полупроводниковых материалов.....	156
8.2 Модели структур полупроводников.....	158
8.3 Собственная электропроводность полупроводников.....	174
8.4 Электропроводность примесных полупроводников.....	177

8.5 Распределение носителей заряда в полупроводниках .....	185
8.6 Генерация, рекомбинация и время жизни носителей заряда в полупроводниках .....	193
8.7 Собственные полупроводники .....	201
8.8 Полупроводниковые химические соединения.....	204
Заключение.....	212
Список условных обозначений и сокращений .....	213
Глоссарий .....	217
Список рекомендуемой литературы.....	223
Приложение А. Справочные данные некоторых материалов электронной техники.....	225

## Введение

Стремительное развитие электронной техники, прежде всего твердотельной, характеризуется непрерывным расширением функциональных возможностей создаваемых новых типов элементов, приборов и систем, включая системы обработки сверхбольших потоков информации в реальном масштабе времени. Прогресс электроники во все возрастающей степени определяется особыми свойствами используемых материалов (проводниковых, полупроводниковых, диэлектрических, магнитных), физика и техника которых становится электроникой нанометровых масштабов.

Электронная техника находится в стадии интенсивного развития. Для нее характерно появление новых областей и создание новых направлений в уже существующих областях, при определении которых в качестве классификационного признака часто используются материалы (полупроводниковая электроника, диэлектрическая электроника, магнитоэлектроника, пьезотехника и другие).

Эксплуатационные характеристики электронной техники определяются параметрами элементов, выполняющих определенные функции по отношению к электрической энергии. Различают активные компоненты (транзисторы, интегральные микросхемы и другие полупроводниковые приборы) и пассивные компоненты (конденсаторы, резисторы, индуктивные и коммутационные элементы). Наряду с усовершенствованием традиционных дискретных компонентов электронной техники ведутся интенсивные исследования в области разработки перспективных компонентов на новых физических принципах.

# 1 ХАРАКТЕРИСТИКА МАТЕРИАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКЕ

## 1.1 Классификация материалов по электрическим и магнитным свойствам

Свойства любого вещества можно разделить на четыре условных класса: *механические, тепловые, электрические и магнитные*.

К механическим свойствам, отражающим внутренние связи между молекулами и атомами вещества, относятся *упругость, прочность, твердость и вязкость*. Тепловые свойства, обусловленные внутренней энергией движения молекул, атомов и валентных электронов, характеризуются *тепловым расширением, теплоемкостью и теплопроводностью*. К электрическим свойствам, обусловленным переносом и смещением электрических зарядов в веществе, относятся *электропроводность, поляризация, поглощение энергии (потери) и электрическая прочность*. Магнитные свойства, обусловленные упорядочением магнитных моментов электронов в веществе, характеризуются *намагничиванием*.

Материалы электронной техники (МЭТ) принято классифицировать на *функциональные и конструкционные* [1, 2].

Под функциональными материалами следует понимать материалы, которые обеспечивают реализацию определенных функций в элементах электронной техники. Конструкционными называются материалы, предназначенные для реализации вспомогательных функций.

Основной характеристикой материалов электронной техники является удельная электропроводность  $\sigma$  (См/м) – коэффициент пропорциональности между плотностью тока  $j$  (А/м<sup>2</sup>) и напряженностью электрического поля  $E$  (В/м) в законе Ома  $j = \sigma E$ . Удельная электропроводность зависит только от свойств материала. Для оценки электропроводности материала широко используется удельное электрическое сопротивление  $\rho = \frac{1}{\sigma}$  (Ом·м).

По реакции на внешнее электрическое поле функциональные МЭТ принято подразделять на *проводники, полупроводники и ди-*

*электрики* [1]. Объективным критерием, по которому определяют принадлежность материала к той или иной группе, является удельное электрическое сопротивление  $\rho$  в нормальных условиях эксплуатации. Формально к проводникам относят материалы с удельным электрическим сопротивлением  $\rho < 10^{-5}$  Ом·м, а к диэлектрикам – материалы, у которых  $\rho > 10^8$  Ом·м. Следует отметить, что удельное сопротивление хороших проводников электрического тока составляет  $10^{-8}$  Ом·м, а у лучших диэлектриков  $\rho$  превосходит значение  $10^{16}$  Ом·м. Удельное сопротивление полупроводников в зависимости от строения и состава, а также от условий их эксплуатации может изменяться в очень широких пределах, а именно от  $10^{-5}$  до  $10^8$  Ом·м.

Проводниковые свойства проявляют металлы, металлические сплавы, графит (модификация углерода) и электролиты.

Основным материалом высокой проводимости является медь (Cu,  $\rho = 0,017$  мкОм·м). После меди второй по значимости материал высокой проводимости – алюминий (Al,  $\rho = 0,028$  мкОм·м). Серебро (Ag) – металл с наиболее высокой электропроводностью из всех проводниковых материалов ( $\rho = 0,015$  мкОм·м).

Под полупроводниками чаще всего подразумевают совокупность наиболее типичных групп веществ, полупроводниковые свойства которых четко выражены уже при комнатной температуре:

- элементы IV группы периодической системы Менделеева германий (Ge) и кремний (Si), которые как полупроводники в настоящее время наиболее полно изучены и широко применяются в полупроводниковой электронике;
- соединения элементов III группы периодической системы (Al, Ga, In) с элементами V группы (P, As, Sb) – полупроводники типа  $A^{III}B^V$  (GaAs, InSb, GaP, InP и т.п.);
- соединения элементов II и VI групп периодической системы – полупроводники типа  $A^{II}B^{VI}$  (ZnTe, ZnSe, CdTe, CdS и т.п.);
- элементы V группы As, Sb и Bi – полуметаллы, близкие по своим свойствам к полупроводникам, их ближайшие аналоги –

соединения типа  $A^{IV}B^{VI}$  (PbS, PbTe, SnTe, GeTe и т.п.), которые образуют одну из наиболее важных групп полупроводников;

- элементы VI группы Te и Se, полупроводниковые свойства которых были известны раньше, чем Ge и Si;
- соединения элементов VI группы с переходными или редкоземельными металлами (Ti, V, Mn, Fe, Ni, Sm, Eu и т.п.);
- органические полупроводники – кристаллы и полимеры на основе соединений тетрацианодиметана TCNQ, комплексы на основе фталоцианита, перелина, виолантрена и др., имеющие при комнатной температуре удельную электрическую проводимость, сравнимую с проводимостью хороших неорганических полупроводников.

К диэлектрическим материалам относят материалы с низкой электропроводностью, способные к поляризации в электрическом поле.

Диэлектрики по способу использования подразделяются на *пассивные* и *активные*.

Активными диэлектриками, или *управляемыми*, принято называть такие диэлектрики, свойства которых существенно зависят от воздействий различных векторных полей – электрического, магнитного, температурного, высокочастотного электромагнитного (свет), а также тензорных полей, например поля механических напряжений [3].

К активным диэлектрикам относят сегнетоэлектрики, пьезоэлектрики, электреты, материалы квантовой электроники, суперионные проводники и другие. Пассивные диэлектрики прежде всего применяют как электроизоляционные материалы. Основное требование, которое предъявляется к пассивным диэлектрикам, – сохранять свойства и параметры при внешних воздействиях, например высокую диэлектрическую проницаемость, малые диэлектрические потери, температурную и временную стабильность и т.п.

Следует отметить, что строгая классификация активных диэлектриков невозможна, поскольку один и тот же материал может проявлять признаки различных активных диэлектриков. Так, сегнетоэлектрики часто сочетают свойства пьезоэлектриков. Кроме того, нет резкой границы между активными и пассивными диэлектриками – один и тот же материал в зависимости от условий эксплуата-



ции может выполнять функции либо электроизоляционного материала, либо материальной среды, обеспечивающей непосредственное преобразование энергии и информации [3].

По реакции на внешнее магнитное поле материалы электронной техники можно подразделить на пять групп: *диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, антиферромагнетики* и *ферримагнетики*.

К диамагнетикам относят материалы, у которых магнитная восприимчивость отрицательна и не зависит от напряженности внешнего магнитного поля.

Диамагнетиками являются все вещества с ковалентной химической связью, щелочно-галогидные кристаллы, неорганические стекла, полупроводниковые соединения  $A^{III}B^V$  и  $A^{II}B^{VI}$ , кремний, германий, а также ряд металлов (например, медь, серебро, золото, цинк, ртуть, галлий) и другие.

К парамагнетикам относят вещества с положительной магнитной восприимчивостью, не зависящей от напряженности внешнего магнитного поля.

К ферромагнетикам относят материалы с большой положительной магнитной восприимчивостью (порядка  $10^6$ ), которая сильно зависит от напряженности магнитного поля и от температуры.

Парамагнетиками являются щелочные и щелочно-земельные металлы, некоторые переходные металлы, соли железа, кобальта, никеля, а также Al, Na, Mg, Ta, W и другие.

Антиферромагнетиками являются вещества, в которых ниже определенной температуры спонтанно возникает антипараллельная ориентация элементарных магнитных моментов одинаковых атомов или ионов кристаллической решетки.

При нагревании антиферромагнетик испытывает фазовый переход в парамагнитное состояние. Антиферромагнетизм обнаружен у хрома, марганца и ряда редкоземельных металлов (Ge, Nd, Sm, Tm и других). Типичными антиферромагнетиками являются простейшие химические соединения на основе металлов переходной группы типа окислов, галогенидов, сульфидов, карбонатов и т.п.

К ферримагнетикам относят вещества, магнитные свойства которых обусловлены нескомпенсированным антиферромагнетизмом.

Подобно ферромагнетикам, они обладают высокой магнитной восприимчивостью, которая существенно зависит от напряженности магнитного поля. Наряду с этим ферримагнетики характеризуются и рядом существенных отличий от ферромагнитных материалов. К ферримагнетикам относятся некоторые упорядоченные металлические и различные оксидные соединения, наибольший интерес среди которых представляют ферриты  $Mn-Fe_2O_3$ ,  $BaO-6Fe_2O_3$ ,  $Li_2O-Fe_2O_3$ ,  $(NiO-ZnO) Fe_2O_3$  и другие.

Магнитный порядок наблюдается и в некоторых химических соединениях в аморфном состоянии, где имеет место обменное взаимодействие (обмен энергией) между соседними атомами. Металлические магнитомягкие аморфные сплавы состоят из одного или нескольких переходных металлов (Fe, Co, Ni), сплавленных со стеклообразователем – бором, углеродом, кремнием или фосфором [4].

Применяемые в электронной технике магнитные материалы подразделяют на две основные группы: *магнитотвердые* и *магнитомягкие*. В отдельную группу выделяют *магнитные материалы специального назначения*.

К магнитотвердым относят материалы с большой коэрцитивной силой  $H_c$ . К магнитомягким относят материалы с малой коэрцитивной силой и высокой магнитной проницаемостью. Магнитомягкие материалы обладают способностью намагничиваться до насыщения в слабых магнитных полях, характеризуются узкой петлей гистерезиса и малыми потерями на перемагничивание.

Условно магнитомягкими считают материалы, у которых  $H_c = 800$  А/м, а магнитотвердыми –  $H_c = 4000$  А/м. Необходимо отметить, что у лучших магнитомягких материалов коэрцитивная сила может составлять менее 1 А/м, а у лучших магнитотвердых материалах ее значение превышает  $5 \cdot 10^5$  А/м [5].

По масштабам применения в электронной технике среди материалов специального назначения следует выделить магнитоstrictionные материалы.

Внутри каждой группы деление магнитных материалов по родам и видам отражает различия в их строении и химическом составе, учитывает технологические особенности и некоторые специфические свойства. Свойства магнитных материалов зависят от их

химического состава, от чистоты используемого исходного сырья и технологии производства. В зависимости от исходного сырья и технологии производства магнитомягкие материалы делятся на три группы: *монокристаллические металлические материалы, порошковые металлические материалы (магнитодиэлектрические)* и *оксидные магнитные материалы* [5].

## 1.2 Электропроводность твердых тел

Различия в электрических свойствах твердых тел связаны со структурой и степенью заполнения электронами энергетических зон.

Несмотря на то что энергетические зоны квазинепрерывны, они состоят пусть из очень большого, но конечного числа энергетических уровней. Число энергетических уровней в зоне определяется числом атомов  $N$  кристалла и орбитальным квантовым числом  $N_{\text{уровней}} = (2l + 1)N$ ,  $l = 0, 1, 2, \dots$

На каждом энергетическом уровне в соответствии с принципом Паули могут располагаться не более двух электронов, обладающих противоположными спинами, поэтому общее количество электронов в энергетической зоне не превышает  $2(2l + 1)N$ .

Поскольку электроны стремятся занять энергетические уровни с наименьшей энергией, то в кристалле нижние энергетические зоны оказываются полностью заполненными, а самые верхние либо заполнены частично, либо свободны.

Частично заполненная зона образуется, например, в кристалле натрия. Этот элемент имеет полностью заполненные  $1s$ -,  $2s$ - и  $2p$ -подуровни, на которых располагается в общей сложности 10 электронов. Соответствующие  $1s$ -,  $2s$ - и  $2p$ -зоны в кристалле также будут полностью заполнены. Одиннадцатый валентный электрон в атоме натрия расположен на  $3s$ -подуровне, на котором могут находиться 2 электрона. Следовательно,  $3s$ -зона кристалла натрия заполнена электронами лишь наполовину. Зонная структура кристалла натрия приведена на рисунке 1.1, где полностью заполненные электронами зоны и часть  $3s$ -зоны заштрихованы, а ширина запрещенной зоны обозначена  $\Delta E_g$ .

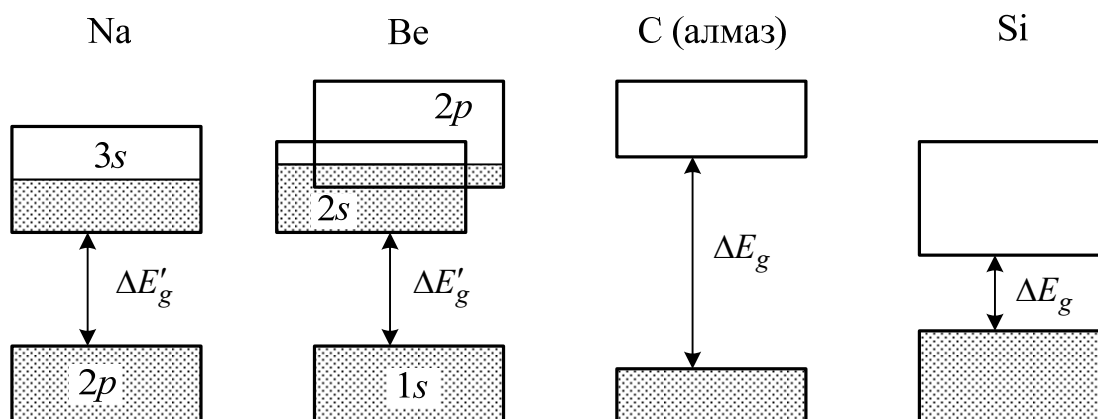


Рисунок 1.1 – Зонные структуры твердых тел

Частично заполненная зона может образовываться в результате перекрытия полностью заполненной зоны с совершенно свободной зоной. Такую зонную структуру имеет, например, кристалл бериллия (см. рисунок 1.1), у которого перекрываются полностью заполненная  $2s$ -зона и свободная  $2p$ -зона.

Структура энергетических зон кристалла оказывает решающее влияние на величину его электропроводности. Протекание электрического тока в кристаллах связано с увеличением импульса электронов в направлении, противоположном направлению напряженности электрического поля.

Увеличение импульса электрона вызывает увеличение его волнового числа. Энергия и волновое число электрона связаны дисперсионным соотношением, поэтому увеличение волнового числа обязательно должно сопровождаться ростом энергии электрона.

При напряженности электрического поля  $10^4$  В/м на расстоянии средней длины свободного пробега электрона в кристалле ( $\sim 10^{-8}$  м) электрон приобретает энергию, приблизительно равную  $10^{-4}$  эВ. Такие значения энергии позволяют электрону переходить с одного энергетического уровня на другой только внутри одной энергетической зоны. Для перехода электрона из одной энергетической зоны в другую необходима энергия больше ширины запрещенной зоны, которая принимает значения 0,1–10 эВ.

Таким образом, для высокой электропроводности кристаллов необходимо присутствие в их энергетическом спектре частично заполненных энергетических зон, на свободные уровни которых

могли бы переходить электроны, увеличивающие свою энергию под действием внешнего электрического поля.

Кристаллы с частично заполненными энергетическими зонами являются *проводниками* электрического тока.

Энергетическим спектром с частично заполненными энергетическими зонами обладают все *металлы*.

Внутри полностью заполненной энергетической зоны электрическое поле не нарушает симметрию распределения электронов по скоростям и, следовательно, не приводит к возникновению электрического тока. Таким образом, кристаллы с полностью заполненными энергетическими зонами являются *непроводниками*.

Верхняя заполненная зона непроводников называется *валентной зоной*, следующая за ней свободная зона называется *зоной проводимости*. В металлах верхнюю частично заполненную энергетическую зону называют как валентной зоной, так и зоной проводимости.

Важнейшие свойства твердых тел зависят от взаимного расположения и степени заполнения электронами именно валентной зоны и зоны проводимости. В силу этого наибольшее значение имеет запрещенная зона, разделяющая валентную зону и зону проводимости. Ширина запрещенной зоны является основным параметром, определяющим электрические свойства твердого тела, и представляет собой разность энергий дна зоны проводимости и потолка валентной зоны:

$$\Delta E_g = (E_c - E_v),$$

где  $E_c$  – энергия дна зоны проводимости;  $E_v$  – энергия потолка валентной зоны.

По ширине запрещенной зоны  $\Delta E_g$  непроводники делятся на *диэлектрики* и *полупроводники*.

К диэлектрикам относят тела, имеющие относительно широкую запрещенную зону. У типичных диэлектриков  $\Delta E_g > 3$  эВ. Так, у алмаза (см. рисунок 1.1)  $\Delta E_g = 5,2$  эВ; у нитрида бора  $\Delta E_g = 4,6$  эВ; у  $Al_2O_3$   $\Delta E_g = 7$  эВ.

У типичных полупроводников ширина запрещенной зоны  $\Delta E_g < 3$  эВ. Например, при температуре 300 К у германия  $\Delta E_g = 0,75$  эВ, у кремния (см. рисунок 1.1)  $\Delta E_g = 1,12$  эВ, у арсенида галлия  $\Delta E_g = 1,43$  эВ, у карбида кремния  $\Delta E_g = 2,4-3,4$  эВ (для разных политипов) [1].

Ширина запрещенной зоны  $\Delta E_g$  зависит от температуры из-за изменения амплитуды тепловых колебаний атомов кристаллической решетки, а также изменения межатомных расстояний. С повышением температуры первый из факторов обуславливает уменьшение, а второй может вызывать как уменьшение, так и увеличение ширины запрещенной зоны. У большинства полупроводников ширина запрещенной зоны  $\Delta E_g$  с ростом температуры уменьшается.

### **1.3 Общие свойства и отличительные особенности материалов электронной техники**

Материалы электронной техники можно определить как материальные среды, позволяющие получать непосредственное преобразование энергии и информации. Например, пьезоэлектрик преобразует электрическую энергию в механическую и механическую энергию в электрическую. Пироэлектрик является теплоэлектрическим и соответственно электротепловым преобразователем энергии. Магнитная энергия в некоторых материалах также может быть обратимо преобразована в механическую и тепловую энергию.

Эти преобразовательные функции обусловлены физической структурой и химическим составом материалов. Таким образом, чтобы объяснить индуцированные в материале физические явления и эффекты (поляризацию, намагничивание, деформацию, теплоемкость, магнитострикцию и многие другие) при воздействии на него электромагнитных, механических, тепловых полей и других факторов, следует знать *молекулярно-атомную структуру материала*.

Любые связи атомов, молекул или ионов осуществляются посредством электрического взаимодействия. На сравнительно большом расстоянии доминируют силы притяжения, а на малом расстоянии – резко возрастает отталкивание между частицами. Баланс между дальнодействующим притяжением и короткодействующим

отталкиванием обуславливает основные свойства твердых веществ.

Отталкивание сблизившихся частиц вызвано перекрытием их электронных оболочек.

При этом важно отметить, что энергия отталкивания весьма быстро убывает с расстоянием  $r$  между соседними атомами или ионами:  $U_{\text{отт}} = r^{-8} - r^{-11}$ . Это обстоятельство жестко препятствует сближению атомов и ионов при определенном расстоянии между ними.

Притяжение является более дальнедействующим: в ионных кристаллах энергия притяжения пропорциональна  $r^{-1}$ , в ковалентных кристаллах притяжение атомов убывает с расстоянием быстрее ( $r^{-2} - r^{-4}$ ), а в молекулярных кристаллах энергия притяжения изменяется с расстоянием весьма резко ( $r^{-4} - r^{-6}$ ), но не так резко, как энергия отталкивания [3].

В рамках *макроскопической* теории особенные электрические свойства диэлектриков (высокое удельное сопротивление и способность к поляризации), отличающие их от металлов, объясняются тем, что в металлах очень велика концентрация свободных электронов ( $n \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ), которая практически такая же, как и концентрация атомов. Напротив, в диэлектриках свободных электронов чрезвычайно мало (при комнатной температуре  $n \approx 10^8 - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), так что электроны не препятствуют проникновению в диэлектрик электрического поля, вызывающего поляризацию. В металлах, как известно, электрическое поле равно нулю.

С точки зрения *микроскопической* теории твердых тел различная концентрация свободных электронов в диэлектриках и металлах обусловлена разной природой их химических связей.

В то время как для большинства проводников характерна *металлическая* связь, основанная на общности валентных электронов в веществе, в диэлектриках возможны разные виды связей: ионная, ковалентная, молекулярная и вторичная (дисперсионная) связь, обусловленная связанными состояниями электронов (рисунок 1.2) [3].

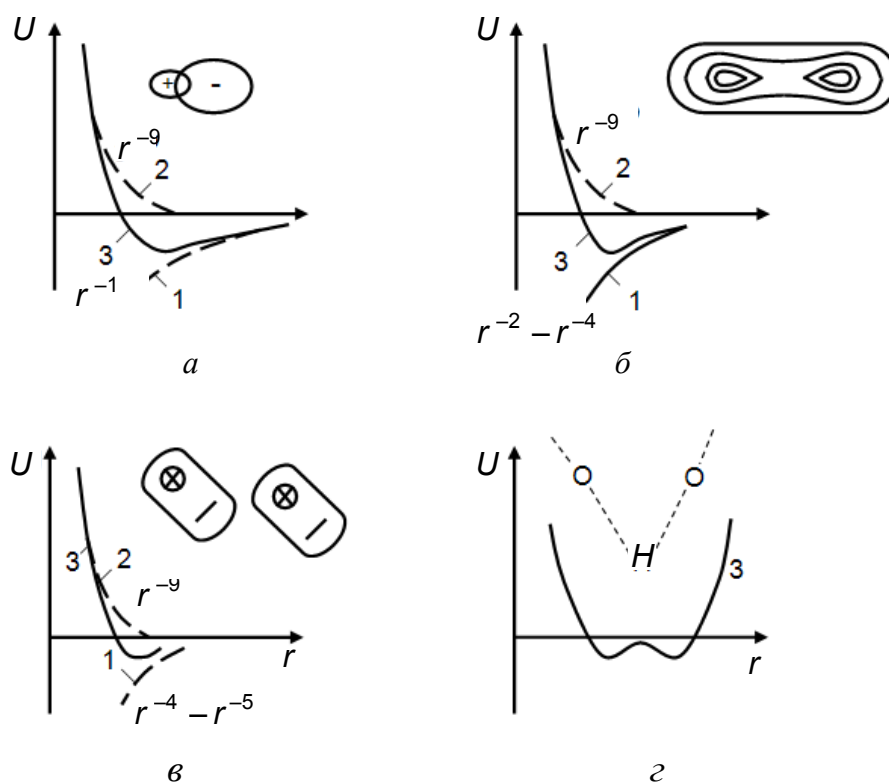


Рисунок 1.2 – Зависимость энергии притяжения (1), энергии отталкивания (2) и результирующей энергии взаимодействия (3) от расстояния  $r$  между частицами для диэлектрических кристаллов различного типа:  $a$  – ионная связь;  $б$  – ковалентная связь;  $в$  – молекулярная связь;  $г$  – водородная связь

В результате электрическое поле, приложенное к диэлектрику извне, практически не приводит к переносу свободных электронов, но вызывает смещение связанных электронов – *электрическую поляризацию*.

Важно отметить, что в индуцированной внешним электрическим полем поляризации участвуют практически все частицы, составляющие диэлектрик, и лишь очень немногие из заряженных частиц, оказавшись сравнительно свободными, переносят через диэлектрик электрические заряды и обуславливают его электропроводность. При воздействии на диэлектрик электрического, магнитного или механического поля, а также при изменении температуры или освещенности диэлектриков в них происходят разнообразные физические явления. Большинство из этих явлений обусловлено электрической поляризацией и поэтому характерно только для диэлектриков. В то же время некоторые из физических явлений, например электропроводность, наблюдаются также в полупроводни-



ках и металлах. В связи с этим рассмотрение принципиальных различий между этими веществами представляется целесообразным.

Диэлектрики и металлы существенно отличаются друг от друга как по электрическим, оптическим, так и по тепловым и механическим свойствам. На рисунке 1.3 представлены зависимости электропроводности  $\sigma$  металлов и диэлектриков от температуры, которые отражают *электрические свойства металлов, диэлектриков и полупроводников*.

Эти зависимости противоположны – в то время как в диэлектриках величина  $\sigma$  растет с температурой по экспоненциальному закону (поскольку тепловое движение генерирует новые носители заряда), в металлах  $\sigma$  изменяется как  $T^{-1}$  ввиду рассеяния носителей заряда на тепловых колебаниях кристаллической решетки.

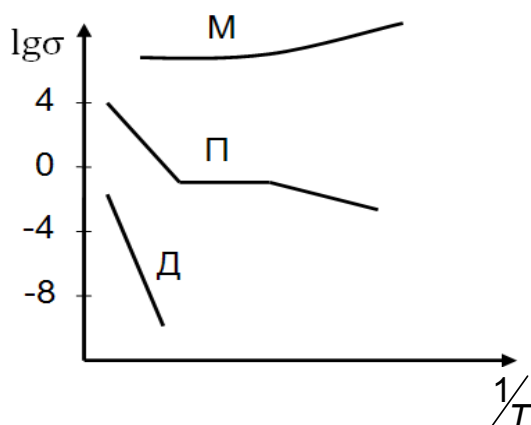


Рисунок 1.3 – Зависимость от температуры электропроводности металлов (м), диэлектриков (д) и полупроводников (п) в полулогарифмическом масштабе

Поэтому при низких температурах проводимость металлов резко возрастает, обращаясь в случае сверхпроводимости в бесконечность. В диэлектриках, напротив, при низких температурах величина  $\sigma$  стремится к нулю, так как в отсутствие теплового движения и радиационных воздействий свободные носители заряда не генерируются.

Электрическая поляризация, представляющая собой важнейшее явление для диэлектриков, в металлах не возникает из-за высокой концентрации свободных электронов, которые образуют почти свободный «электронный газ», окружающий положительно заряженные ионы. Наличие такого электронного газа приводит

к экранированию электрического поля. Лишь при очень высоких частотах, значительно превышающих частоту видимого глазом света (около  $10^{16}$  Гц), электронный газ в металлах не успевает взаимодействовать с электромагнитным полем, в результате чего становится возможной поляризация смещения глубинных электронных оболочек ионов относительно ядер. Эти процессы *поляризации металлов*, происходящие на частотах, больших, чем оптические, и определяют диэлектрическую проницаемость металлов.

В полупроводниках и диэлектриках при повышенной температуре поляризация и электропроводность проявляются одновременно. При этом электрический ток, обусловленный электропроводностью, изменяется синфазно с приложенным напряжением, а поляризация вызывает ток смещения, сдвинутый по фазе на угол  $\pi/2$  относительно синусоидального электрического поля.

Сравнивая *оптические свойства диэлектриков и металлов*, следует отметить, что свободные электроны в металлах приводят к практически полному отражению электромагнитных волн от поверхности металлов, чем и объясняется их характерный блеск. Напротив, электромагнитные волны оптической частоты легко проникают в диэлектрики, причем большинство диэлектриков оптически прозрачно (окраска и непрозрачность некоторых из них объясняются наличием поглощающих свет примесей или рассеянием света на неоднородностях структуры).

*Тепловые свойства диэлектриков и металлов* отличаются главным образом величиной теплопроводности. Высокая теплопроводность металлов объясняется участием в переносе теплоты газа свободных электронов, в то время как в твердых диэлектриках теплота распространяется в основном за счет колебаний кристаллической решетки (фононов). По величине теплового расширения, а также по величине теплоемкости металлы и диэлектрики качественно не различаются (теплоемкость электронного газа металлов благодаря квантовым эффектам очень невелика по сравнению с вкладом в величину теплоемкости от колебаний кристаллической решетки).

По своим *механическим* свойствам кристаллические диэлектрики отличаются большей хрупкостью и твердостью, в то время как металлы более пластичны и упруги. Это также объясняется

влиянием свободных электронов на свойства металлов, которые кристаллизуются в простые, плотно упакованные решетки, где преобладающей силой взаимодействия является металлическая связь (другие виды электрической связи между атомами экранируются свободными электронами). В результате смещение атомов металла на соседние позиции не приводит к нарушению структуры, поэтому металлы пластично образуют тонкую проволоку или фольгу. Для диэлектриков, напротив, характерны сложные многоатомные структуры с различными по физической природе взаимодействиями структурных элементов. Поэтому, например, смещение иона из позиции  $\text{Cl}^{-1}$  в узел решетки, занимаемой ионом  $\text{Na}^{+1}$  в кристалле  $\text{NaCl}$  невозможно, скорее, произойдет разрушение этого кристалла.

Таким образом, *основные различия диэлектриков и металлов в рамках классической физики обусловлены наличием в металлах свободных электронов, а в диэлектриках – связанных электронов.*

*В квантово-механическом представлении различия свойств металлов и диэлектриков объясняются зонной теорией.*

Структура энергетических зон электронов в кристаллических диэлектриках и металлах качественно различна. Известно, что при сближении атомов и образовании кристалла электронные уровни энергии атомов за счет их взаимодействия расщепляются, образуя зоны. Особенно сильное расщепление происходит в электрических уровнях внешних (валентных) электронов, так как валентные электроны сильнее взаимодействуют друг с другом, чем электроны глубинных оболочек атома. Вид электронных спектров кристаллов зависит от особенностей атомных волновых функций частиц и от степени перекрытия их при сближении атомов в процессе образования кристалла.

Для расчета энергетических спектров электронов обычно используется одноэлектронное приближение – предполагается, что каждый электрон движется в силовом поле ионов и всех электронов (за исключением рассматриваемого). Известно, что закон дисперсии  $W(p)$  (зависимость энергии электронов от их квазиимпульса  $p$ ) различается для свободных электронов и электронов в кристаллической решетке. Для свободных электронов  $W(p)$  представляет собой простую параболическую функцию. Учет периодического

потенциала кристаллической решетки усложняет эту зависимость, приводя к разрывам в параболической зависимости  $W(p)$  в области запрещенных энергий (рисунок 1.4).

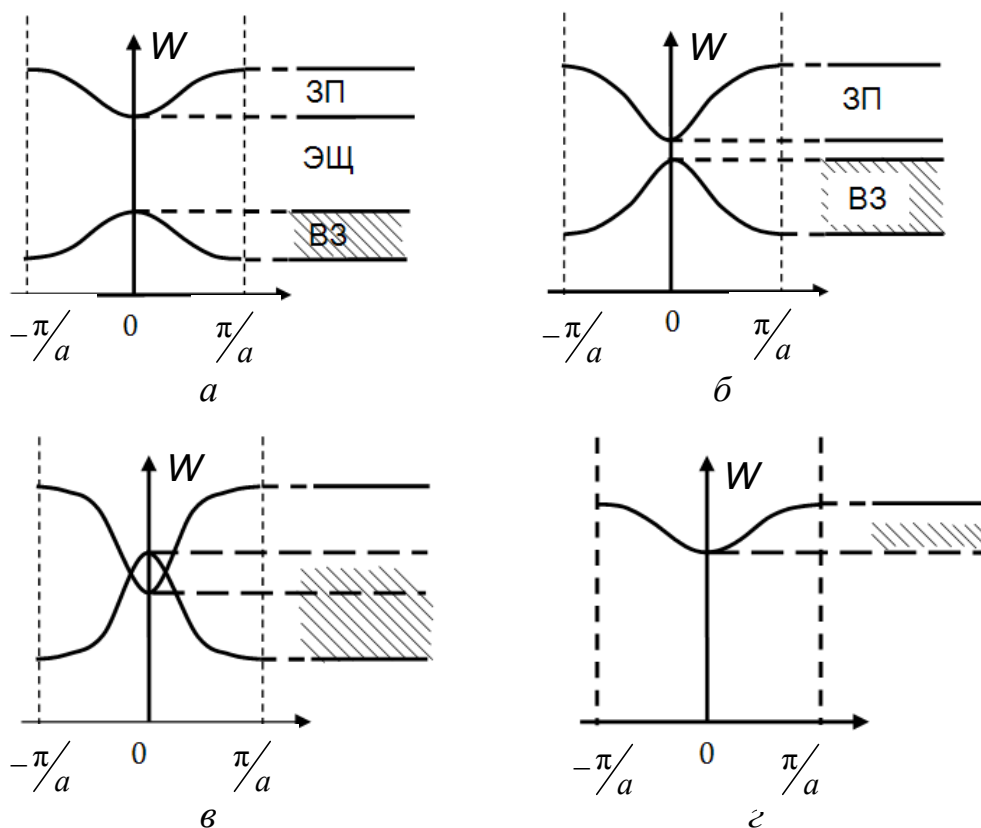


Рисунок 1.4 – Энергетические зоны диэлектрика (а), полупроводника (б), полуметалла (в) и металла (г)

В *металлах* различие в энергии между валентной зоной и зоной проводимости несущественно, вследствие чего электроны легко меняют энергию, переходя с уровня на уровень, и поэтому практически свободны. Электроны в металлах не локализованы – принадлежат всему кристаллу и не образуют пространственно-направленных связей между ионами.

В *полупроводниках* (главным образом ковалентных кристаллах) валентные электроны образуют четко направленные орбитали, связывающие атомы, а энергия возбуждения (ширина энергетической щели  $\Delta W$ ) превышает тепловую энергию ( $\Delta W > kT$ ). Но величина энергетической щели полупроводников меньше энергии видимого света ( $\Delta W < 3 \text{ эВ}$ ).

В *диэлектриках* (главным образом ионных и молекулярных кристаллах) валентные электроны локализованы в еще большей

степени: не на связях между атомами (как в случае полупроводников), а вблизи отдельных анионов и молекул. Энергия связи электронов в диэлектриках намного превышает не только тепловую энергию ( $\Delta W \gg kT$ ), но и энергию видимого света ( $\Delta W > h\nu$ ). Поэтому вероятность возбуждения электронов мала. Кроме того, малая кривизна зон в диэлектрике в окрестности экстремумов означает большие эффективные массы носителей заряда, то есть приводит к низкой подвижности электронов в диэлектриках.

Диэлектрики и полупроводники качественно подобны – и диэлектрики и полупроводники имеют энергетическую щель в спектре состояний. Однако в полупроводниках энергетическая щель (запрещенная зона) гораздо меньше. Поэтому проводимость полупроводников заключена в широком интервале, разделяющем проводимость металлов и диэлектриков. Например, при температуре 300 К для чистого кремния проводимость имеет величину  $\sigma = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м, а для чистого германия  $\sigma = 2,5$  См/м. Таким образом, величина проводимости полупроводников в  $10^6$ – $10^{10}$  раз уступает проводимости металлов, но примерно в такой же степени превосходит проводимость диэлектриков [3].

С точки зрения зонной теории полупроводники качественно отличаются от металлов наличием энергетической щели  $\Delta W$  в электронном спектре, в то время как между полупроводниками и диэлектриками есть только количественное отличие. Считается, что при ширине энергетической щели  $\Delta W < 2$ – $3$  эВ кристаллическое вещество можно отнести к полупроводникам, а при больших значениях  $\Delta W$  – к диэлектрикам.

Количественное различие в ширине запрещенной зоны и величине проводимости приводит к существенной разнице в оптических, магнитных и электрических свойствах диэлектриков и полупроводников. В оптическом диапазоне волн диэлектрики прозрачны, а полупроводники отражают свет и характеризуются почти металлическим блеском. Причина заключается в том, что узкая энергетическая щель полупроводников позволяет световым квантам с энергией около 3 эВ возбуждать свободные электроны, которые и приводят (как в металлах) к отражению света.

В диэлектриках такое отражение происходит в невидимой для глаза ультрафиолетовой части спектра.

Ковалентные кристаллы полупроводников (типа кремния) в отличие от ионных кристаллов (диэлектриков) прозрачны в инфракрасной области спектра, так как энергия квантов этой частоты  $10^{12}$ – $10^{14}$  Гц недостаточна для возбуждения свободных электронов. Поэтому и кремний, и германий на частотах  $10^{11}$ – $10^{13}$  Гц используют как прозрачные материалы оптических элементов в инфракрасной технике. Следовательно, типичные полупроводники Ge и Si в инфракрасном диапазоне могут играть роль «почти идеальных» диэлектриков. В то же время обычно применяемые в оптике стекла и ионные кристаллы в инфракрасной области неприменимы, так как сильно (почти как металлы) отражают и поглощают электромагнитные волны. Причина заключается в том, что именно в инфракрасном диапазоне находятся собственные частоты колебаний кристаллической решетки, что приводит к сильному отражению и поглощению этих волн.

Таким образом, *следует не разделять вещества на диэлектрики и полупроводники, а различать полупроводниковые и диэлектрические свойства кристаллов, обладающих энергетической щелью в спектре электронных состояний.*

Электропроводность аморфных диэлектриков может быть обусловлена различными механизмами. В том случае если уровень Ферми расположен вблизи валентной зоны или зоны проводимости, перенос заряда обусловлен обычным механизмом зонного типа. Если подавляющая часть электронов находится на локализованных состояниях в окрестностях уровня Ферми, а разрешенная зона удалена, то преобладающим является прыжковый механизм проводимости. Прыжковая проводимость происходит благодаря электронным переходам между локализованными состояниями и характеризуется малой подвижностью носителей.

Особенности электронной структуры приводят также к существенному различию механических свойств диэлектриков и металлов. Диэлектрики отличаются хрупкостью, поскольку при механическом воздействии составляющие их ионы и молекулы не могут замещать друг друга, что приводит к разрушению материала. В диэлектриках

упругая деформация обычно не превышает  $10^{-3}$ . Напротив, металлы пластичны, поскольку «цементируемые газом свободных электронов» ионы металла приобретают способность к перемещению под воздействием механического напряжения, так что пластическая деформация металлов может быть очень большой. Полупроводники, в которых преобладают гомеополлярные взаимодействия между атомами, по механическим свойствам близки к диэлектрикам.

Тепловые характеристики металлов и диэлектриков также резко отличны. В металлах теплопроводность определяется свободными электронами и обычно на два порядка больше, чем в диэлектриках, в которых перенос тепла обеспечивается фононами. Полупроводники по тепловым свойствам близки к диэлектрикам, поскольку концентрация газа свободных электронов и в полупроводниках, и в диэлектриках недостаточно велика, чтобы оказывать влияние на фононную проводимость. Только при низких температурах фононная теплопроводность большинства диэлектриков и полупроводников может быть сравнимой с электронной теплопроводностью металлов.

Механизм электропроводности (переноса электрического заряда) у полупроводников и у диэлектриков существенно отличается. Носители заряда в полупроводниках (электроны и дырки) обладают столь же высокой подвижностью, как и в металлах (из-за слабого взаимодействия электронов с кристаллической решеткой полупроводника). Механизм переноса заряда в полупроводниках может быть дрейфовым или диффузионным. В диэлектриках (к которым относятся в основном ионные кристаллы) преобладает прыжковый механизм переноса заряда. Это характерно не только для ионов, но и для термически возбуждающихся электронов и дырок. Таким образом, в диэлектриках преобладает прыжковая (поляронная или ионная) электропроводность, в то время как в полупроводниках и металлах перенос заряда происходит по дрейфовому или диффузионному механизму.

В заключение следует отметить:

- существует фундаментальное отличие только металлов от диэлектриков и полупроводников;
- различия между диэлектриками и полупроводниками представляются не столь существенными.

## **Контрольные вопросы**

1.1 Какие свойства материалов относят к механическим, тепловым, электрическим и магнитным?

1.2 Каковы основные виды химической связи в материалах и чем они обусловлены?

1.3 По какому критерию материалы электронной техники принято подразделять на проводники, полупроводники и диэлектрики?

1.4 В чем основные различия диэлектриков и металлов в рамках классической физики?

1.5 Чем объясняется фундаментальное различие свойств металлов и диэлектриков в квантово-механическом представлении?



## 2 ПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ

### 2.1 Свойства проводниковых материалов

#### Физическая природа электропроводности металлов

Современные представления об электронном строении металлов, распределении электронов по энергетическим состояниям, их взаимодействии с другими элементарными частицами и кристаллической решеткой дает квантовая теория.

Металлы согласно квантовой теории имеют кристаллическое строение: в узлах кристаллической решетки находятся положительные ионы, окруженные коллективизированными атомами (электронным газом).

Свободные электроны хаотически перемещаются по кристаллу со средней тепловой скоростью  $u = 10^5$  м/с. В электрическом поле напряженностью  $E$  электроны получают добавочную скорость упорядоченного движения  $\vartheta$  – скорость дрейфа, благодаря чему и возникает электрический ток.

Согласно квантовой теории величина  $\sigma$  определяется выражением

$$\sigma = \frac{q_e^2 n}{m_n^* V_F} \lambda \quad \text{или} \quad \sigma = \left( \frac{8\pi}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{q_e^2 n^{\frac{2}{3}} \lambda}{h}, \quad (2.1)$$

где  $q_e$  – заряд электрона;  $\lambda$  – длина свободного пробега электрона (расстояние, которое проходит электрон за время между столкновениями с узлами кристаллической решетки);  $n$  – концентрация свободных электронов;  $h$  – постоянная Планка;  $V_F$  – тепловая скорость электронов, обладающих энергией, близкой к энергии Ферми  $E_F$ ;  $m_n^*$  – эффективная масса электрона в кристалле.

Концентрация свободных электронов в чистых металлах, характер их распределения по энергиям и энергия Ферми с повышением температуры почти не изменяются. Поэтому электропроводность металла определяется в основном средней длиной свободного пробега электронов, которая зависит от электронного строения атомов и типа кристаллической решетки.

Наибольшая длина свободного пробега наблюдается в металлах с гранцентрированной кубической кристаллической решеткой (Ag, Cu, Au), которые и являются лучшими проводниками.

Переходные металлы (Fe, Ni, Co, Mn, V, Zr, Nb, Mo, W, Hf, Ta, Re, Pt и др.) имеют меньшую электропроводность, что связано с их специфическим электронным строением. В этих элементах внутренние  $d$ - или  $f$ -оболочки заполнены электронами. В электрическом поле часть валентных электронов из внешней  $s$ -оболочки переходит на свободные уровни внутренних оболочек, что приводит к уменьшению числа свободных электронов, участвующих в проводимости.

Особенности электронного строения переходных металлов являются причиной их специфических свойств: тепловых, магнитных, склонности к полиформизму, переменной валентности и др.

### **Температурная зависимость удельного сопротивления металлов**

Квантовая теория показывает, что в идеальном кристалле электронная волна (движение свободных электронов в виде плоских электромагнитных волн, длина которых определяется соотношением де Бройля) распространяется в строго периодическом потенциальном поле без рассеяния энергии. Это означает, что в идеальном кристалле длина свободного пробега электронов равна бесконечности, а удельное электрическое сопротивление такого кристалла равно нулю. Реальные металлы не являются идеальными кристаллами.

Причинами рассеяния электронов в реальных металлах, создающего удельное электрическое сопротивление, являются:

- тепловые колебания узлов кристаллической решетки ( $\rho_T$  – тепловая составляющая удельного электрического сопротивления);
- примеси и дефекты структуры ( $\rho_{ост}$  – составляющая  $\rho$ , обусловленная нетепловыми факторами).

Согласно эмпирически установленному *правилу Маттиссена*, удельное сопротивление реальных металлов представляет собой сумму двух составляющих:

$$\rho = \rho_T + \rho_{\text{ост}} \quad (2.2)$$

Известно, что эффективное рассеяние энергии электронов происходит в том случае, если размер рассеивающих центров (дефектов) превышает  $1/4$  длины волны. В металлах энергия электронов проводимости составляет 3–15 эВ. Этой энергии соответствует длина электронной волны  $\lambda = 0,3\text{--}0,7$  нм. Поэтому любые дефекты кристаллического строения вызывают снижение электропроводности.

Относительное изменение удельного электрического сопротивления металлов при изменении температуры характеризует *температурный коэффициент удельного сопротивления*  $\alpha_\rho$  (чаще используют обозначение  $\text{TK}_\rho$ ):

$$\alpha_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (2.3)$$

Температурный коэффициент удельного сопротивления  $\text{TK}_\rho$  характеризует *относительное изменение удельного электрического сопротивления при изменении температуры на один градус* и имеет размерность, обратную температуре.

У металлов значение  $\text{TK}_\rho$  положительное, что связано с увеличением амплитуды тепловых колебаний узлов кристаллической решетки. Температурная зависимость удельного сопротивления металлов приведена на рисунке 2.1.

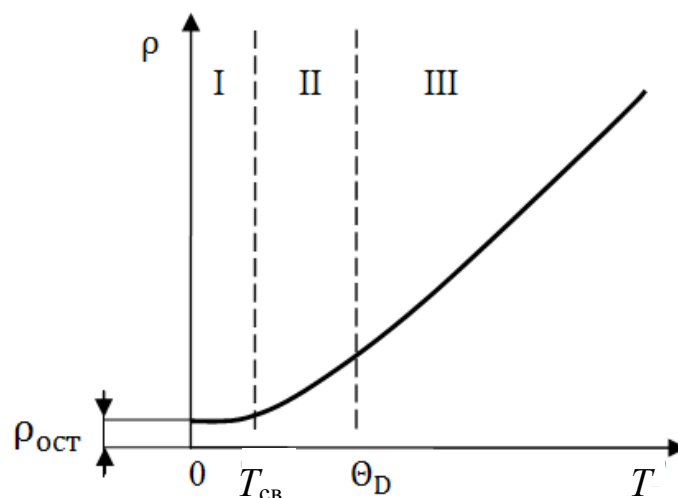


Рисунок 2.1 – Температурная зависимость удельного электрического сопротивления металла

В области сверхнизких температур, близких к абсолютному нулю, значение  $\rho$  практически не зависит от температуры (участок I) и определяется остаточным сопротивлением  $\rho_{\text{ост}}$ . В этой области у некоторых металлов наблюдается состояние сверхпроводимости ( $T_{\text{св}}$  – критическая температура сверхпроводимости). В узкой переходной области II (до температуры Дебая  $\theta_D$ ) удельное сопротивление растет по степенной зависимости  $\rho \approx T^n$ . Экспериментально установлено, что линейная зависимость  $\rho(T)$  справедлива от  $T = \frac{2}{3}\theta_D$  (для металлов  $\theta_D \approx 400$  К) и сохраняется у большинства металлов вплоть до температуры плавления. В диапазоне температур, где зависимость  $\rho = f(T)$  близка к линейной (область III), допустима линейно-кусочная аппроксимация этой зависимости и величина удельного электрического сопротивления может быть рассчитана по формуле

$$\rho = \rho_0 \left[ 1 + \alpha_\rho (T - T_0) \right],$$

где  $\rho_0$  – удельное электрическое сопротивление при начальной температуре (например, при температуре  $T_0 = 293$  К).

При переходе из твердого состояния в жидкое у большинства металлов наблюдается резкое увеличение удельного сопротивления (в 1,5–2 раза), связанное с нарушением ближнего порядка в расположении атомов. Исключение составляют висмут, сурьма, галлий, объем которых при плавлении уменьшается, что сопровождается уменьшением удельного сопротивления.

### **Влияние примесей и дефектов на удельное сопротивление металлов**

*Примеси* вносят наиболее существенный вклад в величину остаточного сопротивления  $\rho_{\text{ост}}$ . Атомы любого элемента примеси повышают  $\rho$ , даже если сама примесь обладает большей электропроводностью.

Рассеяние электронов проводимости на атомах примеси тем сильнее, чем больше разница  $\Delta Z$  в валентности элемента примеси и металла-растворителя.

На удельное сопротивление металлических материалов влияет *термообработка*. Так, при закалке стали образуется неравновесная структура с большими искажениями кристаллической решетки и внутренними напряжениями.

Плотность дефектов по всему объему кристалла резко возрастает, что приводит к значительному росту удельного сопротивления. При *отжиге* металлов и сплавов создается термодинамическая устойчивая равновесная структура, внутренние напряжения исчезают, плотность дефектов уменьшается до минимума (в 2 раза и более), поэтому  $\rho$  резко снижается.

*Пластическая деформация* вызывает увеличение плотности дефектов и снижение проводимости.

Для чистых металлов это снижение составляет несколько процентов, поэтому пластическую деформацию можно использовать как способ упрочнения этих металлов без существенных потерь в электропроводности. Для металлических сплавов снижение электропроводности в результате наклепа может составлять до 25 %. Для восстановления электропроводности после пластической деформации проводят рекристаллизационный отжиг.

### **Удельное сопротивление проводников на высоких частотах**

При протекании по проводнику быстроизменяющегося тока наблюдается неравномерное распределение плотности тока по сечению проводника: плотность тока максимальна на поверхности проводника и убывает по мере проникновения вглубь него. Это явление называется *скин-эффектом* или *поверхностным эффектом*.

Скин-эффект обусловлен тем, что при распространении электромагнитной волны в проводящей среде возникают вихревые токи, в результате чего часть электромагнитной энергии преобразуется в теплоту. Это и приводит к затуханию напряженностей электрического и магнитного полей по экспоненциальному закону.

Плотность тока изменяется по тому же закону, что и напряженность электрического поля, так как  $j = \sigma E$ . Следовательно, закон изменения плотности тока в зависимости от расстояния  $x$  от поверхности также имеет вид затухающей экспоненты:

$$j = j_0 \exp(-x / \Delta), \quad (2.4)$$

где  $\Delta$  – глубина проникновения поля в проводник;  $j_0$  – плотность тока на поверхности (при  $x = 0$ ).

Чем выше частота  $\nu$  электромагнитного поля и больше магнитная проницаемость  $\mu$ , тем сильнее вихревое электрическое поле, а чем больше проводимость  $\sigma$  проводника, тем больше плотность тока и рассеиваемая в единице объема мощность. Другими словами, чем больше  $\nu$ ,  $\mu$  и  $\sigma$ , тем сильнее проявляется скин-эффект.

Связь глубины проникновения поля  $\Delta$  с физическими параметрами вещества определяется выражением [1]

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu \mu_0}} = \sqrt{\frac{1}{\pi \nu \sigma \mu \mu_0}}, \quad (2.5)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная;  $\omega$  – круговая частота.

Физический смысл глубины проникновения поля (глубины скин-слоя) – это расстояние, на котором плотность тока уменьшается в  $e = 2,72$  раза по отношению к значению на поверхности. Например, величина скин-слоя в зависимости от частоты для медного проводника составляет: при  $\nu = 50$  Гц глубина проникновения поля  $\Delta = 9,39$  мм; при  $\nu = 10$  кГц  $\Delta = 0,66$  мм; при  $\nu = 100$  кГц  $\Delta = 0,21$  мм.

Величину скин-эффекта можно охарактеризовать *коэффициентом увеличения сопротивления переменному току*

$$k_R = \frac{R}{R_0}, \quad (2.6)$$

где  $R_0$  – сопротивление проводника при частоте  $\nu = 0$ ;  $R$  – сопротивление проводника при частоте  $\nu \neq 0$ .

Следует отметить, что сопротивление проводников протеканию изменяющегося тока может быть значительно выше сопротивления протеканию постоянного тока, а эффективное сопротивление проводников при *несинусоидальной* форме тока также существенно превышает сопротивление постоянному току при синусоидальной форме тока.

Для борьбы со скин-эффектом применяют проводники различного сечения: плоские (в виде лент), трубчатые (полые внутри), наносят на поверхность проводника слой металла с более низким удельным сопротивлением. Также с целью подавления скин-эффекта используют *литцендрат* – систему из нескольких изолированных и специальным образом переплетенных проводников.

Влияние частоты на сопротивление проводников может быть связано не только со скин-эффектом, но и с макроскопической формой проводника. Сопротивление криволинейного проводника может значительно отличаться от сопротивления прямолинейного проводника при всех прочих равных условиях, особенно если некоторые участки проводника близко расположены друг к другу и появляется возможность их взаимного влияния посредством изменяющихся магнитных полей. Указанное явление называется *эффектом близости* и особенно сильно проявляется в проводниках, свернутых в виде спирали, например в проводах магнитных элементов электронных устройств.

Эффект близости вызывает дополнительные потери в проводниках, находящихся в непосредственной близости от других проводников с током. Эти потери являются результатом вихревых токов, создаваемых в проводнике под действием токов, протекающих в близлежащих проводниках. Следует отметить, что эффект близости имеет тенденцию становиться доминирующим в образовании потерь в проводах магнитных элементов электронных устройств, особенно когда обмотки многослойные.

### **Удельное сопротивление металлических сплавов**

Сплавом называется механическая или химическая смесь не менее двух металлов. Электрическое сопротивление сплава всегда выше, чем сопротивление любого его компонента. Характер

изменения электропроводности сплава зависит от фаз и структур в нем, что определяется диаграммой состояния.

В сплавах со структурой твердых растворов  $\rho_{\text{ост}}$  может значительно превосходить тепловую составляющую  $\rho_T$ . Для большинства твердых растворов с неограниченной растворимостью (Au-Ag, Ag-Cu, Cu-Au и др.) изменение остаточного сопротивления в зависимости от состава сплава хорошо описывается параболической функцией в соответствии с законом Нордгейма (рисунок 2.2)

$$\rho_{\text{ост}} = cx_Ax_B = cx_A(1 - x_A), \quad (2.7)$$

где  $x_A$ ,  $x_B$  – атомные доли компонентов в сплаве;  $c$  – постоянная, зависящая от природы сплава.

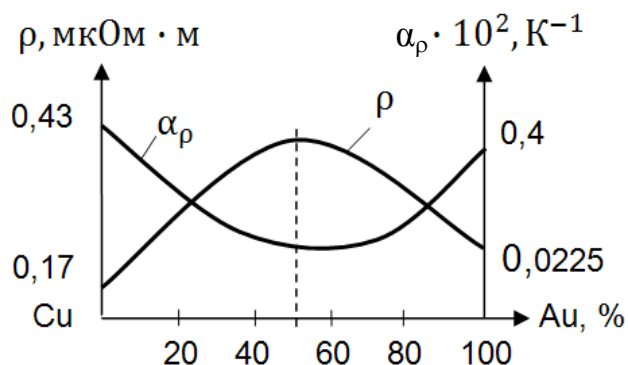


Рисунок 2.2 – Зависимости удельного электрического сопротивления  $\rho$  и температурного коэффициента удельного электрического сопротивления  $\alpha_\rho$  от состава сплава

Если ни один из компонентов не является переходным металлом, то  $\rho_{\text{max}}$  и  $\alpha_{\rho_{\text{min}}}$  соответствуют 50 %-ному соотношению компонентов  $x_A = x_B = 0,5$  (см. рисунок 2.2). Если один из компонентов относится к металлам переходных групп, как, например, в сплавах Cu-Ni, то характер изменения  $\rho$  и  $\alpha_\rho$  имеет некоторые особенности (рисунок 2.3):

- $\rho_{\text{max}}$  существенно выше, чем в системе с непереходными металлами, что связано с переходом части валентных электронов на незаполненные уровни внутренней  $d$ -оболочки переходного металла и уменьшением концентрации электронов проводимости;



- $\rho_{\max}$  и  $\alpha_{\rho_{\min}}$  не соответствуют 50 %-ному соотношению компонентов;
- $\alpha_{\rho}$  достигает в некоторых сплавах нулевых и даже отрицательных значений.

Сплавы со структурой твердых растворов используют как проводниковые материалы высокого удельного сопротивления для изготовления резисторов.

В сплавах с гетерофазной структурой удельное сопротивление, согласно *правилу Н.С. Курнакова*, в первом приближении линейно изменяется с изменением состава сплава. Такие сплавы сохраняют высокую электропроводность, близкую к проводимости чистых металлов, но по сравнению с чистыми металлами могут обладать более высокими механическими и технологическими свойствами.

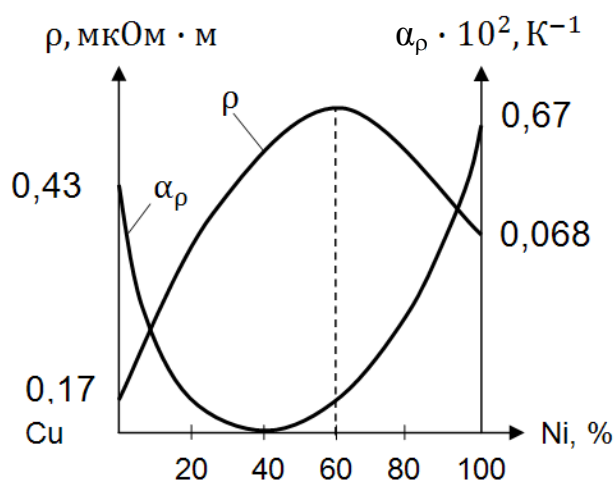


Рисунок 2.3 – Зависимости удельного электрического сопротивления  $\rho$  и температурного коэффициента удельного электрического сопротивления  $\alpha_{\rho}$  от состава сплава

При образовании в сплаве *промежуточных фаз* или *химических соединений* удельное сопротивление резко изменяется. Химические соединения с металлическим типом связи (интерметаллидные электронные соединения, фазы внедрения) достаточно электропроводны. При упорядоченном расположении атомов проводимость резко возрастает, так как восстанавливается периодичность кристаллической решетки и увеличивается длина свободного

пробега электронов. В химических соединениях с ионной и ковалентной связью удельное сопротивление возрастает из-за дефектности структуры.

## **Электрическое сопротивление тонких металлических пленок**

Металлические пленки, наносимые на диэлектрическую или полупроводниковую подложку, широко используются в микроэлектронике. По выполняемым функциям различают резистивные пленки (тонкопленочные резисторы) и пленки высокой проводимости (контактные площадки, межэлементные соединения, обкладки конденсаторов).

Для получения тонких пленок используют следующие методы:

- термическое испарение металла с последующей конденсацией на подложку;
- испарение электронным лучом;
- катодное или ионно-плазменное осаждение;
- эпитаксиальное наращивание.

Современные технологии позволяют получать пленки толщиной от десятых долей микрометра до нескольких десятков нанометров. В зависимости от условий осаждения (конденсации) может сформироваться структура пленки от аморфного состояния до монокристаллического строения. Размерный и структурный факторы обуславливают существенные отличия электрических свойств тонких пленок от свойств объемных металлов. Особенно сильно проявляется размерный эффект в том случае, когда толщина пленки соизмерима с длиной свободного пробега электронов.

На рисунке 2.4 показаны зависимости параметров  $\rho$  и  $\alpha_\rho$  от толщины пленки, где можно выделить три области: область I – толщина  $\delta$  пленки составляет  $10^{-3}$ – $10^{-2}$  мкм; область II –  $\delta = 10^{-2}$ – $10^{-1}$  мкм; область III –  $\delta > 0,1$  мкм.

Малой толщине пленки ( $\delta = 10^{-3}$ – $10^{-2}$  мкм) соответствует высокое значение  $\rho$  и отрицательное значение  $\alpha_\rho$ . Это объясняется тем, что на ранних стадиях конденсации структура пленки не

сплошная. Сопротивление такой пленки во многом определяется поверхностным сопротивлением участков диэлектрической подложки. Для этих пленок характерно понижение  $\rho$  с увеличением температуры ( $\alpha_\rho < 0$ ), как у диэлектриков.

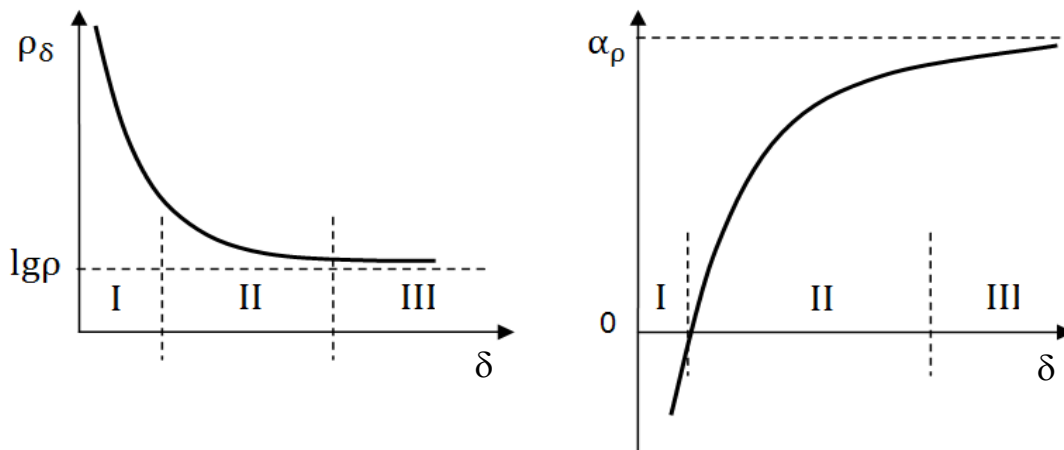


Рисунок 2.4 – Зависимости удельного электрического сопротивления  $\rho$  и температурного коэффициента удельного электрического сопротивления  $\alpha_\rho$  от толщины тонкой металлической пленки

При толщине пленки  $\delta = 10^{-2} - 10^{-1}$  мкм диэлектрические промежутки между островками осажденного металла исчезают, пленка становится сплошной, а  $\alpha_\rho > 0$ . Однако удельное электрическое сопротивление пленки еще велико из-за высокой концентрации дефектов, образующихся в процессе роста пленки (вакансии, дислокации, границы зерен, атомы примеси, поглощаемые из газовой среды при конденсации металла).

При толщине пленки  $\delta > 0,1$  мкм ее сопротивление близко к сопротивлению массивного образца, структура пленки и размерный эффект уже не оказывают значительного влияния на электрические свойства.

Для оценки проводящих свойств тонких пленок пользуются параметром удельного поверхностного сопротивления или *сопротивления квадрата поверхности*  $R_\square$ , Ом:  $R_\square = \frac{\rho_\delta}{\delta}$ , где  $\rho_\delta$  – удельное сопротивление пленки толщиной  $\delta$ .

Сопротивление квадрата поверхности часто используют для определения сопротивления тонкопленочного резистора:  $R=R_{\square} \frac{l}{d}$ , где  $l$  – длина резистора в направлении прохождения тока;  $d$  – ширина пленки.

## 2.2 Материалы высокой проводимости

К проводниковым материалам высокой проводимости предъявляют ряд требований: *малое удельное сопротивление, достаточно высокая механическая прочность, удовлетворительная коррозионная стойкость, хорошая обрабатываемость, относительная легкость пайки и сварки.* Основным из них является малое удельное сопротивление.

К проводниковым материалам высокой проводимости принято относить материалы с величиной удельного сопротивления  $\rho < 0,1$  мкОм·м. В электронной технике основным материалом высокой проводимости является медь ( $\rho = 0,017$  мкОм·м). После меди второй по значимости материал высокой проводимости – алюминий ( $\rho = 0,028$  мкОм·м). Серебро – металл с наиболее высокой электропроводностью из всех проводниковых материалов ( $\rho = 0,015$  мкОм·м).

К материалам высокой проводимости также относят сплавы на основе меди (латуни и бронзы), золото ( $\rho = 0,025$  мкОм·м), платину ( $\rho = 0,098$  мкОм·м), вольфрам ( $\rho = 0,055$  мкОм·м), молибден ( $\rho = 0,05$  мкОм·м), родий ( $\rho = 0,043$  мкОм·м), иридий ( $\rho = 0,054$  мкОм·м) и другие металлы.

### Проводниковая медь

*Медь* по электропроводности уступает только серебру. Медь обладает достаточно высокой механической прочностью и стойкостью к коррозии. При этом медь легко протягивается в проволоку малого диаметра (до 0,001 мм) и прокатывается в листы, ленту и фольгу (толщиной до 0,005 мм), хорошо паяется.

При холодной прокатке и волочении получают твердотянутую медь (МТ), которая благодаря наклепу приобретает повышенную

твердость, упругость, предел прочности на разрыв, но при этом возрастает удельное сопротивление. Медь марки МТ применяют там, где требуется обеспечить высокую прочность, твердость и сопротивление испарению.

После отжига получают *мягкую отожженную медь* (ММ). Мягкую медь в виде проволоки различного диаметра и профиля используют в качестве токопроводящих жил (одно- и многожильных), кабелей, монтажных и обмоточных проводов и т.д.

Буквой М в начале марки обозначают чистую медь и медно-никелевые прецизионные сплавы [6]. После обозначения марки указывают способ изготовления меди: катодная медь, безкислородная медь, раскисленная медь, катодная переплавленная медь. Чистоту меди обозначают числом, стоящим после буквы М. Чем меньше число, тем более чистый металл (00 – высокочистая; 1, 2, 3 – технически чистая). Строчные буквы в конце марки обозначают технологию обработки металла: к – катодная; б – безкислородная; р, ф – раскисленная.

Существует множество марок меди (ГОСТ 859-78), различающихся химическим составом. Максимальное содержание меди имеют марки М00к и М00б (не менее 99,99 %). Медь марок М1ф и М1р из-за повышенного содержания в них фосфора, снижающего электропроводность, для изготовления проводов не используется. Эти марки меди чаще всего используются для некоторых типов кабельной продукции, например некоторых видов лент. Медь марок М1р, М2р и М3р при суммарном содержании примесей, одинаковом с медью марок М1, М2 и М3, отличается от них тем, что количество кислорода в них снижено до 0,01 % вместо 0,05–0,08 %. Кроме того, в этих марках меди дополнительно содержится до 0,04 % фосфора. Марка меди М0б кислород не содержит совсем, тогда как в марке М0 кислород может быть в количестве до 0,02 %.

Любая примесь уменьшает электропроводность меди (рисунок 2.5). Примеси, входящие в состав меди, можно разделить на три группы.

- Никель (Ni), цинк (Zn), сурьма (Sb), олово (Sn), алюминий (Al), мышьяк (As), железо (Fe), фосфор (P) и другие образуют с медью твердые растворы. Эти примеси, особенно сурьма и мышьяк,

резко снижают электропроводность и теплопроводность меди, поэтому для проводников тока применяют медь М0 и М1, содержащую не более 0,002 Sb и не более 0,002 As.

- Свинец (Pb), висмут (Bi) и другие практически не растворяются в меди. Эти примеси оказывают небольшое влияние на электропроводность.

- Кислород (O) и сера (S) образуют с медью хрупкие химические соединения. Кислород, находясь в растворе, уменьшает электропроводность. Сера улучшает обрабатываемость меди резанием, а кислород, если он присутствует в меди, образует закись меди и вызывает «водородную болезнь», которая приводит к значительной потере прочности.

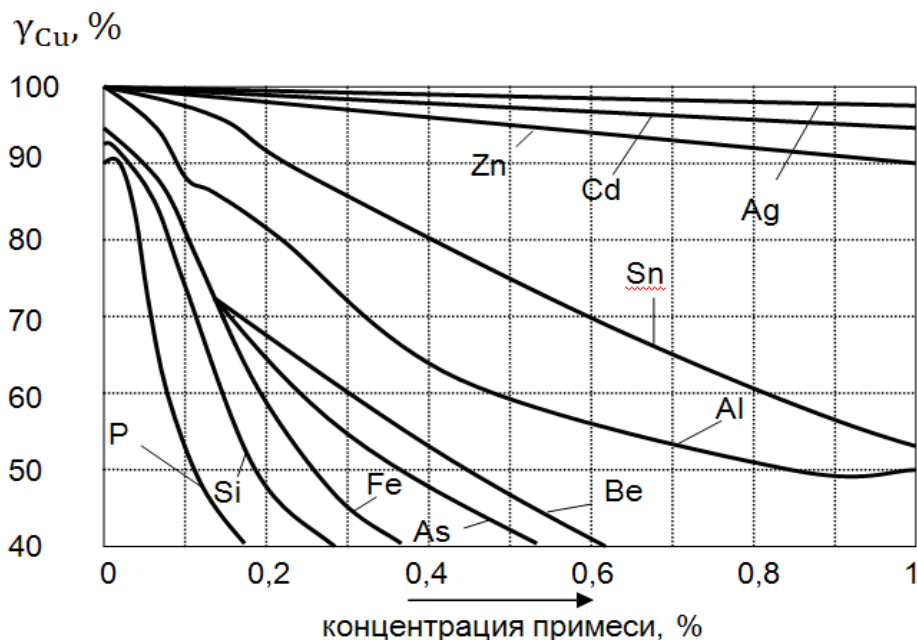


Рисунок 2.5 – Влияние примесей на удельную электропроводность меди

Медь является дефицитным металлом, по возможности ее заменяют другими материалами.

### Конструкционные медные сплавы

Конструкционные медные сплавы имеют исторически сформировавшиеся названия – *латуни* и *бронзы*. Латунями называют медные сплавы, в которых основным легирующим элементом является цинк. Бронзами называют сплавы меди с оловом, алюминием, бериллием, кремнием и некоторыми другими элементами.

*Латуни* прочнее и дешевле чистой меди, более устойчивы к атмосферной коррозии, высокотехнологичны. В зависимости от назначения и метода обработки латуни делят на литейные (ГОСТ 17711-80) и обрабатываемые давлением (ГОСТ 15527-70). Маркировка латуней начинается с буквы Л [6].

В марке латуни, *обрабатываемой давлением*, после буквы Л стоит содержание меди в весовых процентах. Затем идет перечень всех букв легирующих элементов (таблица 2.1) [6], входящих в состав сплава. Содержание легирующих элементов (в весовых процентах) указывается в конце марки латуни через тире в том же порядке, что и буквы легирующих элементов. Содержание цинка, главного легирующего элемента в латуни, получается как остаток до 100 %.

Таблица 2.1 – Условные обозначения химических элементов в марках цветных металлов и сплавов

Элемент	Химический символ	Обозначение элемента	Элемент	Химический символ	Обозначение элемента
Алюминий	Al	А	Ртуть	Hg	Р
Бериллий	Be	Б	Свинец	Pb	С
Железо	Fe	Ж	Сурьма	Sb	Су
Иридий	Ir	И	Теллур	Te	Те
Кадмий	Cd	Кд	Титан	Ti	Т
Кремний	Si	К	Фосфор	P	Ф
Магний	Mg	Мг	Хром	Cr	Х
Марганец	Mn	Мц	Цинк	Zn	Ц
Медь	Cu	М	Церий	Zr	Цр
Мышьяк	As	Мш	Палладий	Pd	Пд
Никель	Ni	Н	Золото	Au	Зл
Олово	Sn	О	Серебро	Ag	Ср

В марке *литейной латуни* после буквы Л стоит буква Ц и сразу указывается содержание цинка (в весовых процентах). Далее в таком же порядке приводятся остальные легирующие элементы (см. таблицу 2.1) с их содержанием, остальное – медь.

Примеры маркировки латуней: латунь ЛАНКМц75-2-2,5-0,5-0,5 – обрабатываемая давлением латунь содержит 75 % меди, легирована

2 % алюминия, 2,5 % никеля, 0,5 % кремния, 0,5 % марганца, остальное цинк (ГОСТ 15527-70); латунь ЛЦ23А6Ж3Мц2 – литейная латунь с содержанием 23 % цинка, 6 % алюминия, 3 % железа, 2 % марганца, остальное медь (ГОСТ 17711-80).

*Бронзы* сочетают высокую электропроводность и теплопроводность с высокими механическими (в частности, упругими) свойствами, например бериллиевая, кадмиевая, хромистая бронзы. Бронзы оловянные, алюминиевые и кремнистые, в которые, как правило, добавляются и другие легирующие элементы, применяются как конструкционные немагнитные коррозионно-стойкие материалы. Бронзы хорошо свариваются и паяются, обладают и хорошими антифрикционными свойствами.

Наиболее распространены *оловянные бронзы*, которые применяются для изготовления пружинных контактов. Недостаток этого сплава – низкая электропроводность ( $\sigma = 10\text{--}15 \% \sigma_{\text{Cu}}$ ). Наиболее высокой электропроводностью среди всех бронз обладает *кадмиевая бронза* БрКд1 ( $\sigma = 95 \% \sigma_{\text{Cu}}$ ). Кадмиевую бронзу применяют для пружинных контактов, проводов повышенной прочности. Высокую электропроводность имеет *хромистая бронза* БрХ0,5 ( $\sigma = 85 \% \sigma_{\text{Cu}}$ ). Хромистая бронза обладает высокой износостойкостью и применяется для скользящих контактов. Ценные свойства имеет бериллиевая бронза БрБ2 – высокий предел упругости, твердость, сопротивление усталости и износу, высокая электропроводность ( $\sigma = 65 \% \sigma_{\text{Cu}}$ ). Бериллиевую бронзу (после термообработки, состоящей из закалки при температуре 770–780 °С и старения при температуре 350–370 °С) применяют для упругих элементов точных приборов, в том числе токоведущих (пружинных контактов, мембран), деталей, работающих при больших давлениях и температурах.

Маркировка бронзы начинается с букв Бр [6]. В зависимости от состава, назначения и метода обработки бронзы делят на литейные оловянные (ГОСТ 613-79) и безоловянные (ГОСТ 493-79), обрабатываемые давлением оловянные (ГОСТ 5017-74) и безоловянные (ГОСТ 18175-78).

В марке *литейной бронзы* после обозначения Бр стоят буквы, обозначающие легирующие элементы (см. таблицу 2.1), и сразу после них – число весовых процентов.



*Обрабатываемые давлением бронзы* имеют в маркировке после букв Бр перечень всех букв легирующих элементов, входящих в состав сплава. Содержание всех легирующих элементов (в весовых процентах) указывается в конце марки бронзы.

Примеры маркировки бронз: бронза БрО5Ц5С5 – литейная бронза с содержанием 5 % олова, 5 % цинка, 5 % свинца, остальное медь (ГОСТ613-79); бронза БрАЖНМц9-4-4-1 – обрабатываемая давлением бронза с содержанием 9 % алюминия, 4 % железа, 4 % никеля, 1 % марганца, остальное медь (ГОСТ 18175-78).

## **Проводниковый алюминий**

Алюминий – металл, занимающий второе место по значению (после меди) среди проводниковых материалов благодаря комплексу его электрических и механических свойств, важнейшими из которых являются:

- высокая электропроводность (удельное сопротивление алюминия  $\rho = 0,028$  мкОм·м, что лишь на одну треть уступает электропроводности меди);
- малый удельный вес (плотность алюминия  $\gamma = 2,7$  г/см<sup>3</sup>, что в 3,5 раза ниже, чем у меди);
- высокая пластичность (алюминий прекрасно обрабатывается давлением – прокаткой, прессованием, штамповкой, ковкой);
- высокая теплопроводность и более чем удовлетворительная коррозионная стойкость.

В зависимости от назначения и метода обработки алюминий делят на *алюминий первичный* (ГОСТ 11069-74) и *алюминий технически чистый*. Первичный алюминий маркируется буквой А, после которой указывается чистота материала в виде дробной части содержания основного металла в весовых процентах: *особой чистоты* (осч) – А999; *высокой чистоты* (вч) – А995, А99, А97, А95, и *технически чистый* – А85, А8, А7, А7Е, А5, А5Е, А0. Если в конце марки стоит буква Е – металл предназначен для получения проволоки, если стоит буква Р – рафинированный [6].

Примеры маркировки алюминия: алюминий А995 – первичный алюминий с содержанием основного металла 99,995 % (ГОСТ

11069-74); алюминий А7Е – первичный алюминий с содержанием основного металла 99,7 % для проволоки (ГОСТ 11069-74).

Алюминий первичный получают путем электролиза глинозема, а алюминий высокой чистоты – дополнительной электролитической рафинировкой. Примеси (Cu, Ag, Mg, Mn, V, Ti), образующие с алюминием твердые растворы, снижают его удельную проводимость (на 5–10 % при содержании примеси 0,5 % по массе). Менее заметно влияют на электропроводность Ni, Si, Fe, Zn. В электронной технике используют первичный алюминий с содержанием примесей 0,5, 0,03 и 0,001 %.

Проводниковый алюминий наиболее широко используется для обмоточных, монтажных, установочных проводов, кабельных жил. Низкая плотность алюминия является его основным преимуществом: при одинаковом сопротивлении алюминиевый провод в два раза легче медного, хотя его сечение примерно в 1,6 раза больше. Алюминиевые провода можно применять неизолированными благодаря наличию на поверхности металла тонкой и прочной оксидной пленки  $Al_2O_3$ , защищающей от коррозии и обладающей значительным электрическим сопротивлением.

Алюминиевая оксидная изоляция получила применение в электролитических конденсаторах, а также в различных магнитных элементах электронной техники без дополнительной межвитковой и межслойной изоляции (до 100–250 В).

Пленки алюминия особой чистоты широко используют в микроэлектронике в качестве межэлементных соединений и контактов. Преимущество алюминия как контактного материала заключается в том, что он легко напыляется, обладает хорошей адгезией к кремнию и пленочной изоляции из двуокиси кремния  $SiO_2$ .

Основной недостаток алюминия – низкая механическая прочность. Алюминиевая проволока, применяемая в отожженном состоянии, имеет предел прочности 80–90 МПа и относительное удлинение 25–30 %. К числу недостатков алюминия следует отнести также его склонность к электрохимической коррозии в месте контакта алюминиевого провода с медью. Из-за оксидной пленки возникают трудности при пайке алюминия. Поэтому алюминиевые провода соединяют между собой холодной сваркой либо пайкой с использованием особых припоев или ультразвука.

## Благородные металлы

К благородным металлам относят серебро (Ag), золото (Au), платину (Pt) и металлы платиновой группы – палладий (Pd), иридий (Ir), родий (Rh), осмий (Os), рутений (Ru). Основное свойство благородных металлов – высокая коррозионная стойкость, обусловленная высоким значением электрохимического потенциала. Благородные металлы практически не окисляются в атмосферных условиях при комнатной и повышенной температуре, отличаются высокой пластичностью, но низкой твердостью и прочностью.

Обладая высокой коррозионной стойкостью и низким переходным сопротивлением, благородные металлы широко используются в качестве материалов для электрических контактов.

*Серебро* – металл с наиболее высокой тепло- и электропроводностью из всех проводниковых материалов ( $\rho = 0,015$  мкОм·м). Прочность и твердость отожженного серебра невысокие ( $\sigma_B = 200$  МПа,  $\delta = 50$  %). Химическая стойкость серебра ниже химической стойкости других благородных металлов.

Высокая пластичность серебра позволяет получать тонкую фольгу и проволоку диаметром до 0,01 мм. Благодаря высокой тепло- и электропроводности серебро входит в состав многих контактных сплавов. Серебро используют в качестве электродов при изготовлении керамических и слюдяных конденсаторов, для покрытия изделий из меди и латуни (серебрение) с целью защиты от окисления и повышения проводимости.

*Золото* обладает высокой тепло- и электропроводностью ( $\rho = 0,0225$  мкОм·м) и существенно более высокой коррозионной стойкостью, чем серебро, не окисляется и не образует сернистых пленок. Золото отличается высокой пластичностью ( $\delta \approx 40$  %), что позволяет проводить многократную обработку давлением, но имеет очень низкую твердость и прочность ( $\sigma_B \approx 150$  МПа). Значительно повышаются механические свойства золота при образовании сплавов. Чаще всего используют сплавы золота с никелем, платиной, упрочняемые закалкой со старением и сохраняющие высокие антикоррозионные свойства.

Золото применяют для прецизионных контактов. Тонкие пленки золота используют в качестве полупрозрачных электродов

в фоторезисторах и полупроводниковых фотоэлементах, а также межэлементных соединений и контактных площадок в пленочных микросхемах.

*Платина* обладает наибольшим удельным сопротивлением среди всех благородных металлов ( $\rho = 0,098$  мкОм·м). Платина прекрасно поддается механической обработке, вытягивается в очень тонкую проволоку и ленты. Для платины характерна очень высокая химическая стойкость. Она не растворяется во многих кислотах, не образует сернистых пленок, что обеспечивает платиновым контактам стабильное переходное сопротивление.

Платина часто используется в виде сплавов. Наиболее распространены сплавы платины с иридием (Pt + 3–6 % Ir) и родием (Pt + 5–12 % Rh), обладающие высокой твердостью и стойкостью к окислению до температуры 1000 °С. Эти сплавы применяют для термопар и особо ответственных прецизионных контактов.

Из других металлов платиновой группы наиболее широко применяется *палладий*, который по свойствам близок к платине, но в 4–5 раз дешевле и в два раза легче. Стойкость к окислению палладия по сравнению с платиной ниже (окисление платины на воздухе начинается при температуре 540 °С, а палладия – при температуре 350 °С). Палладий обладает хорошими механическими свойствами ( $\sigma_{\text{в}} = 200$  МПа,  $\delta = 40$  %).

Особенностью палладия является способность интенсивно поглощать кислород (в более чем 850-кратном объеме по отношению к собственному объему). При последующем нагреве в вакууме поглощенный кислород вновь выделяется. Это свойство используется для заполнения водородом газоразрядных приборов.

Палладий и его сплавы с серебром, золотом, иридием, медью, никелем применяют для прецизионных разрывных и скользящих контактов.

Остальные металлы платиновой группы: родий, иридий, рутений и осмий используют в качестве легирующих элементов в контактных сплавах для повышения твердости. Из-за высокой стоимости контакты на основе металлов платиновой группы применяют в виде тонких покрытий на серебряном подслое.

## Тугоплавкие металлы

К тугоплавким относятся металлы с температурой плавления выше 1700 °С: вольфрам (W), молибден (Mo), тантал (Ta), ниобий (Nb), хром (Cr), цирконий (Zr), рений (Re). Чаще всего эти металлы получают методами порошковой металлургии с использованием электровакуумных технологий выплавки и очистки.

Тугоплавкие металлы применяют в изделиях электровакуумной техники, в качестве нагревательных элементов, для изготовления тонкопленочных резисторов и термопар.

Все тугоплавкие металлы становятся активными при повышенных температурах (выше 600 °С) и интенсивно окисляются с образованием летучих оксидов. Поэтому их можно применять для изготовления только тех нагревательных элементов, которые работают в вакууме или в защитной инертной среде, например в аргоне. Тугоплавкие металлы имеют ничтожно малое давление насыщенных паров – важное качество для материала испарителя при получении тонких пленок.

*Вольфрам* наиболее тугоплавкий из всех металлов ( $T_{пл} = 3400$  °С), имеет высокую твердость и хорошую проводимость ( $\rho = 0,055$  мкОм·м).

Вольфрам один из важнейших материалов электровакуумной техники. Благодаря волокнистой структуре, приобретаемой в результате обработки ковкой или волочением, тонкая вольфрамовая проволока диаметром до 0,01 мм обладает высокой гибкостью.

Для улучшения свойств чистого вольфрама в него вводят различные присадки. Оксид тория  $\text{Th}_2\text{O}_3$  замедляет процесс рекристаллизации и препятствует росту зерен. Добавки оксидов кремния  $\text{SiO}_2$  и алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$  вводят с целью поддержания формы вольфрамовой проволоки. В электровакуумном производстве применяют вольфрам высокой чистоты марки ВА (с добавкой оксидов кремния  $\text{SiO}_2$  и алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и содержанием вольфрама не менее 99,95 %) и марки ВТ (с добавкой оксида тория  $\text{Th}_2\text{O}_3$  и содержанием вольфрама не менее 97,95 %).

Вольфрам обладает наименьшим температурным коэффициентом линейного расширения среди всех металлов ( $\alpha_l = 4,4 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup>). Это свойство используется для изготовления

термически стойких спаев вольфрама с тугоплавкими стеклами. Вольфрам и его сплавы с молибденом, иридием, рением служат для изготовления высокотемпературных термодпар. Вольфрам, благодаря высокой твердости и электроэрозионной стойкости, широко используется в разрывных контактах.

*Молибден* – аналог вольфрама, но менее тугоплавкий ( $T_{\text{пл}} = 2620$  °С) и твердый. Среди всех тугоплавких металлов молибден обладает наименьшим удельным сопротивлением ( $\rho = 0,05$  мкОм·м). Из молибдена изготавливают сетки и электроды электровакуумных приборов.

Большое практическое значение имеют сплавы вольфрама с молибденом, которые образуют структуру твердого раствора во всем диапазоне концентраций.

*Рений* редкий и тяжелый металл с температурой плавления, близкой к температуре плавления вольфрама ( $T_{\text{пл}} = 3180$  °С). Рений твердый и прочный, как вольфрам, и пластичный, как молибден, имеет высокое удельное сопротивление ( $\rho = 0,214$  мкОм·м).

Рений и его сплавы с вольфрамом применяют в производстве электровакуумных приборов взамен вольфрама, так как рений меньше испаряется в атмосфере водорода, отличается более длительным сроком службы. Рений используют для защиты от коррозии и износа деталей из меди, вольфрама и молибдена. Тонкие пленки рения используются для прецизионных резисторов в интегральных микросхемах.

*Тантал* по тугоплавкости несколько уступает вольфраму ( $T_{\text{пл}} = 3000$  °С), но значительно превосходит его по пластичности, что позволяет изготавливать проволоку и фольгу толщиной до 10 мкм. Тантал образует на поверхности плотную оксидную пленку  $Ta_2O_5$ , устойчивую до температуры 1500 °С. Это свойство используется при производстве электролитических и тонкопленочных конденсаторов высокой удельной емкости, получаемых путем анодного оксидирования. Тантал используется также в тонкопленочных технологиях при производстве резисторов.

*Ниобий* по тугоплавкости ( $T_{\text{пл}} = 2500$  °С) уступает танталу, обладает высокой способностью поглощать газ в интервале температур от 400 до 900 °С. Среди всех тугоплавких металлов у ниобия

наименьшая работа выхода электронов, а среди всех химических элементов он обладает самой высокой критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние ( $T_{св} = 9,2 \text{ К}$ ). Поэтому ниобий, как и тантал ( $T_{св} = 4,5 \text{ К}$ ), применяют в криоэлектронике.

Хром обладает сравнительно невысокой температурой плавления ( $T_{пл} = 1900 \text{ °С}$ ) по отношению к другим тугоплавким металлам. Отличительная особенность хрома – высокая стойкость к окислению даже при повышенных температурах, поэтому он используется в качестве защитного покрытия изделий из конструкционных материалов. Хром обладает хорошей адгезионной способностью к стеклу, керамике, ситаллам и хорошо совместим с другими проводящими материалами. Поэтому технология осаждения тонких пленок хрома на подложку широко используется в микроэлектронике при изготовлении резисторов, адгезионных подслоев для контактных площадок и токопроводящих соединений.

### **2.3 Материалы высокого удельного сопротивления**

К материалам высокого удельного сопротивления относят те, у которых  $\rho \geq 0,3 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$ .

К этим материалам предъявляют ряд требований – *высокое удельное сопротивление, малый температурный коэффициент удельного сопротивления, малая термо-э.д.с. в паре с медью, достаточная прочность, высокая пластичность*. Основным из них является высокое удельное сопротивление.

### **Сплавы для резисторов и технических сопротивлений**

Для образцовых резисторов и технических сопротивлений наиболее широкое применение нашли сплавы на основе меди со структурой твердых растворов – *манганин, константан, нихром*.

*Манганин* МНМц3-12 – классический сплав меди с никелем и марганцем ( $\text{Cu} + 3 \% \text{ Ni} + 12 \% \text{ Mn}$ ) для образцовых резисторов и электроизмерительных приборов высокого класса точности ( $\rho = 0,5 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$ ;  $\alpha_{\rho} = 0 \text{ К}^{-1}$ ;  $\sigma_{в} = 450\text{--}500 \text{ МПа}$ ;  $\delta = 15\text{--}20 \%$ ;  $T_{\text{раб max}} = 200 \text{ °С}$ ). Благодаря наличию марганца термо-э.д.с. манганина с медью составляет не более  $1,0 \text{ мкВ/°С}$ .

Для получения стабильных значений  $\rho$  и  $\alpha_\rho$  манганин подвергают рекристаллизационному отжигу при 400–500 °С в вакууме с медленным охлаждением и длительной выдержкой при комнатной температуре. После изготовления образцовых резисторов их повторно нагревают до 250 °С для снятия внутренних напряжений. На рисунке 2.6 показаны зависимости  $\rho$  и  $\alpha_\rho$  от температуры.

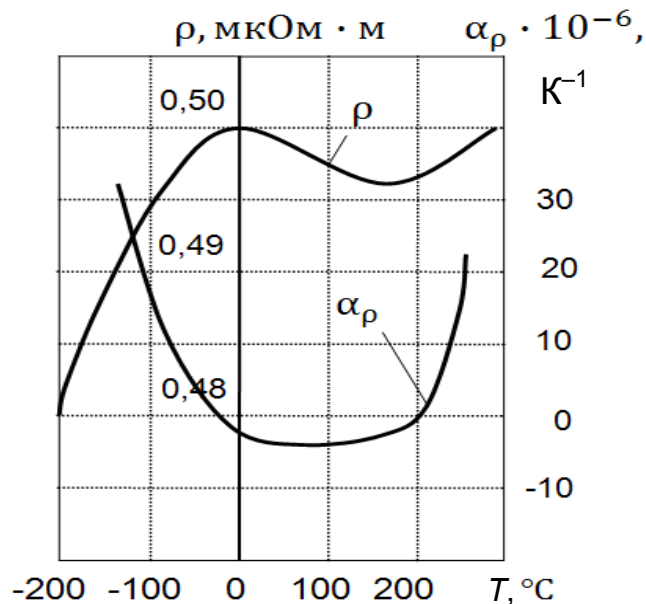


Рисунок 2.6 – Зависимости удельного сопротивления  $\rho$  и температурного коэффициента удельного сопротивления  $\alpha_\rho$  манганина от температуры

*Константан* МНМц40-1,5 – сплав меди с никелем (Cu + 40 % Ni + 1,5 % Mn;  $\rho = 0,52$  мкОм·м;  $\alpha_\rho = 2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ;  $\sigma_B = 500\text{--}600$  МПа;  $\delta = 40\text{--}50$  %;  $T_{\text{раб max}} = 500$  °С). Отличается высокой прочностью и пластичностью в отожженном состоянии, обеспечивает большое значение термо-э.д.с. в паре с медью (40 мкВ/°С), в основном используется для технических сопротивлений, потенциометров, термопар.

Основной недостаток сплавов на основе меди – их окисление с течением времени, что недопустимо для прецизионных потенциометров. Для изготовления неокисляемых резистивных элементов применяют сплавы на основе благородных металлов: *серебряный манганин* (Ag + 10 % Mn + 8–10 % Sn), *сплав палладия с*



*иридием* (Pd + 18 % Ir). Серебряный манганин по структуре представляет собой твердый раствор марганца и олова в серебре и имеет  $\rho = 0,5 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$ , термо-э.д.с. в паре с медью  $0,5 \text{ мкВ}/^\circ\text{C}$ ,  $\alpha_\rho = 0$ .

У сплава палладия с иридием  $\rho = 0,4 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$ ,  $\alpha_\rho = 3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

Сплавы на основе благородных металлов используют для изготовления микроминиатюрных резисторов высокой точности.

*Нихромы* (хромоникелевые сплавы) представляют собой твердые растворы на основе никеля с аустенитной структурой, обладают высокой прочностью и вязкостью и используются в ответственных соединениях электровакуумной техники.

### **Сплавы для термопар**

подавляющее большинство термопар изготавливают из металлических компонентов. Наиболее часто применяют следующие сплавы: *копель* (56 % Cu + 44 % Ni), *алюмель* (95 % Ni + Al + Si + Mn), *хромель* (90 % Ni + 10 % Cr), *платинородий* (90 % Pt + 10 % Rh).

Большинство материалов термопар подбирают таким образом, чтобы обеспечить максимальную величину термо-э.д.с. и необходимый диапазон измеряемых температур. Наиболее высокой точностью и стабильностью характеристик обладают платинородиевые термопары. Эти качества объясняются химической инертностью материала и возможностью получать его с высокой степенью чистоты. Максимальную удельную термо-э.д.с. имеют пары хромель-копель (до  $600^\circ\text{C}$ ). Для измерения низких температур часто используется пара медь-константан (от минус  $200^\circ\text{C}$  до плюс  $300^\circ\text{C}$ ).

### **Материалы для тонкопленочных резисторов**

Резистивные пленки получают в вакууме методом термического испарения с последующей конденсацией на диэлектрическую или полупроводниковую подложку. Тонкие пленки характеризуются сопротивлением квадрата поверхности  $R_\square$ : чем тоньше пленка, тем выше  $R_\square$ .

Основными материалами для тонкопленочных резисторов являются:

- чистые металлы (Cr, W, Ta, Re),  $R_\square = 500\text{--}1000 \text{ Ом}$ ;

- нихром марки Х20Н80,  $R_{\square} = 50\text{--}300 \text{ Ом}$ ;
- нитрид тантала  $\text{Ta}_2\text{N}$ ,  $R_{\square} = 200\text{--}10^4 \text{ Ом}$ ,  $\alpha_p = 0$ , отличается высокой температурно-временной стабильностью свойств;
- металлосилицидные сплавы системы Si-Cr-Fe с температурой плавления  $T_{\text{пл}} = 1250\text{--}1550 \text{ }^\circ\text{C}$  и сопротивлением квадрата  $R_{\square} = 200\text{--}600 \text{ Ом}$ ;
- сплавы, основными компонентами которых являются металлы Si, Fe, Cr, Ni, Al, W и оксиды  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{V}_2\text{O}_5$ ,  $\text{Ge}_2\text{O}_5$ ,  $\text{Dy}_2\text{O}_3$ , для них характерны значения  $R_{\square} \leq 35 \cdot 10^3 \text{ Ом}$ .

## **Контрольные вопросы**

- 2.1 Какие электроны участвуют в химической связи, если вещества находятся в кристаллическом состоянии?
- 2.2 Почему удельное сопротивление металлов увеличивается с повышением температуры?
- 2.3 Что характеризует величина температурного коэффициента удельного сопротивления? Является ли температурный коэффициент удельного сопротивления величиной постоянной для данного металла?
- 2.4 Как влияют примеси на удельное электрическое сопротивление металлов?
- 2.5 Как влияет на удельное электрическое сопротивление металлов термическая обработка и пластическая деформация?
- 2.6 Почему в формулы для плотности тока и удельной проводимости металлов входит концентрация всех свободных электронов, хотя реально в электропроводности участвует лишь небольшая часть электронов, имеющих энергию, близкую энергии Ферми?
- 2.7 В чем заключается физический смысл глубины проникновения электромагнитного поля (глубины скин-слоя)?
- 2.8 Какие меры принимают для борьбы со скин-эффектом?
- 2.9 Как зависит удельное электрическое сопротивление тонких металлических пленок от их толщины и почему?
- 2.10 Какие свойства меди обуславливают ее широкое применение в электронной технике? Что такое «водородная болезнь» меди?

2.11 В каком из материалов – константане или никеле, влияние примесей сильнее сказывается на относительном изменении удельной проводимости?

2.12 Какие металлические сплавы высокого удельного сопротивления нашли применение в электронной технике и для каких целей?

2.13 Какие свойства тантала обуславливают его широкое применение в производстве конденсаторов?

## 3 РЕЗИСТОРЫ

### 3.1 Классификация резисторов

Резистор (англ. resistor, лат. resisto – сопротивляюсь) – пассивный элемент электронной цепи, предназначенный для создания в ней заданной величины активного сопротивления.

Принцип действия резисторов основан на использовании свойства материалов оказывать сопротивление протеканию электрического тока. Особенностью резистора является то, что при протекании тока через него энергия упорядоченного движения носителей заряда превращается в тепловую энергию и рассеивается в окружающем пространстве за счет теплоотдачи и излучения [7].

Резистор, являясь дискретным элементом электронной цепи или составной частью интегральной схемы, обеспечивает перераспределение энергии электрического тока между участками электронной цепи.

Дискретные резисторы классифицируются *по назначению, виду вольт-амперной характеристики, характеру изменения сопротивления, технологии изготовления.*

По назначению дискретные резисторы делятся на *резисторы общего назначения* и *резисторы специального назначения* (высокомные, высоковольтные, высокочастотные, прецизионные и сверхпрецизионные).

По виду вольт-амперной характеристики дискретные резисторы делятся на *линейные резисторы* и *нелинейные резисторы* (варисторы, терморезисторы, фоторезисторы, тензорезисторы, магниторезисторы).

По характеру изменения сопротивления дискретные резисторы делятся на *постоянные резисторы*, *переменные регулировочные резисторы* и *переменные подстроечные резисторы*. Постоянные резисторы имеют фиксированную величину сопротивления, у переменных резисторов предусмотрена возможность изменения сопротивления в процессе эксплуатации. Основным элементом конструкции постоянного резистора является резистивный элемент, который может быть либо пленочным, либо объемным. Величина объемного сопротивления материала в основном определяется

количеством свободных носителей заряда в материале, температурой, напряженность электрического поля и выражается соотношением  $R = \rho \frac{l}{S}$ , где  $\rho$  – удельное электрическое сопротивление материала;  $l$  – длина резистивного слоя;  $S$  – площадь поперечного сечения резистивного слоя.

Для расчета сопротивления тонких пленок используется понятие удельного поверхностного сопротивления  $\rho_s$ , под которым понимается сопротивление тонкой пленки, имеющей в плане форму квадрата. Величина  $\rho_s$  связана с величиной  $\rho$  соотношением  $\rho_s = \rho / \delta$ , где  $\delta$  – толщина резистивной пленки.

По технологии изготовления резисторы классифицируют на *проволочные резисторы, пленочные металлические резисторы, металлофольговые резисторы, угольные резисторы и интегральные резисторы.*

Проволочные резисторы изготавливают из проволоки с высоким удельным сопротивлением, намотанной на какой-либо каркас. Пленочные металлические резисторы представляют собой тонкую пленку металла с высоким удельным сопротивлением, напыленную на керамический каркас, на концы которого надеты металлические колпачки с проволочными выводами. Иногда для повышения сопротивления в пленке прорезается винтовая канавка. Пленочные металлические резисторы являются наиболее распространенными. В качестве резистивного материала металлофольговых резисторов используется тонкая металлическая пленка. Для изготовления угольных резисторов используют пленки пиролитического графита, который получают путем термического разложения паров углеводородов (например, метана) в вакууме или в среде инертного газа при температуре 900 °С. Для создания интегрального резистора применяется сопротивление слаболегированного полупроводника. Интегральные резисторы в основном предназначены для интегральных микросхем, где применить другие типы резисторов невозможно или нетехнологично.

## 3.2 Основные параметры и характеристики резисторов

Параметры резисторов характеризуют эксплуатационные возможности конкретного типа резистора в конкретной электронной цепи. Основными параметрами резисторов являются: *номинальное сопротивление  $R_{\text{ном}}$  и его допустимое отклонение от номинала  $\pm\Delta R$ ; номинальная мощность рассеивания  $P_{\text{ном}}$ ; предельное рабочее напряжение  $U_{\text{пред}}$ ; температурный коэффициент сопротивления (ТКС); коэффициент старения  $\beta_R$ ; коэффициент напряжения  $K_H$ ; э.д.с. шумов резистора [8].*

Номинальное сопротивление  $R_{\text{ном}}$  и его допустимое отклонение от номинала  $\pm\Delta R$  являются основными параметрами резистора.

*Номинальное сопротивление  $R_{\text{ном}}$*  – электрическое сопротивление, значение которого обозначено на резисторе или указано в нормативной документации.

Номинальные сопротивления резисторов стандартизованы в соответствии с ГОСТ 28884-90 (МЭК 63-63) «Ряды предпочтительных значений для резисторов и конденсаторов» [9]. Для резисторов общего назначения ГОСТ 28884-90 предусматривает шесть рядов номинальных сопротивлений: E6, E12, E24, E48, E96, E192 (цифра после буквы E указывает количество номинальных значений сопротивлений резисторов в данном ряду). Числа, приведенные в таблице 3.1 [9], и группы чисел, кратные 10, составляют ряды предпочтительных чисел номинальных сопротивлений резисторов и соответствующие им допускаемые отклонения.

Таблица 3.1 – Числовые коэффициенты для определения номинальных значений сопротивлений

Обозначение ряда	Числовые коэффициенты	Допускаемые отклонения
E6	1,0; 1,5; 2,2; 3,3; 4,7; 6,8	$\pm 20\%$
E12	1,0; 1,2; 1,5; 1,8; 2,2; 2,7; 3,3; 3,9; 4,7; 5,6; 6,8; 8,2	$\pm 10\%$
E24	1,0; 1,1; 1,2; 1,3; 1,5; 1,6; 1,8; 2,0; 2,2; 2,4; 2,7; 3,0; 3,3; 3,6; 3,9; 4,3; 4,7; 5,1; 5,6; 6,2; 6,8; 7,5; 8,2; 9,1	$\pm 5\%$

Принцип построения рядов E48, E96 и E192 аналогичен принципу построения рядов E6, E12 и E24, возрастает лишь число промежуточных значений. Числа, указанные в ГОСТ 28884-90 для рядов E48, E96, E192, и группы чисел, полученные путем умножения или деления их на 10 или на числа, кратные 10, составляют ряды предпочтительных чисел и соответствующие им допускаемые отклонения номинальных значений сопротивлений. Эти ряды распространяются только на резисторы с допусками жестче  $\pm 5\%$  и на случаи, когда ряд E24 неприемлем из-за особых требований.

Числовые коэффициенты, определяющие номинальные значения сопротивлений, и допускаемые отклонения подобраны так, что образуется непрерывная шкала сопротивлений – максимально возможное сопротивление какого-либо номинала совпадает (или несколько больше) с минимальной величиной сопротивления соседнего номинала.

Прецизионные резисторы имеют отклонения от номинала  $\pm 2\%$ ;  $\pm 1\%$ ;  $\pm 0,5\%$ ;  $\pm 0,2\%$ ;  $\pm 0,1\%$ ;  $\pm 0,05\%$ ;  $\pm 0,02\%$ ;  $\pm 0,01\%$ .

*Номинальная мощность рассеивания*  $P_{\text{НОМ}}$  определяет допустимую электрическую нагрузку, которую способен выдержать резистор в течение длительного времени при заданной стабильности сопротивления. Мощность, выделяемая в резисторе в виде тепла,  $P_{\text{выд.}} = UI$ . Мощность, рассеиваемая резистором в окружающую среду, пропорциональна разности температур резистора  $T_R$  и окружающей среды  $T_0$  и определяется выражением  $P_{\text{выд.}} = (T_R - T_0) / R_T$ . Она зависит от условий охлаждения резистора, определяемых величиной теплового сопротивления  $R_T$ , которое тем меньше, чем больше поверхность резистора и теплопроводность его материала.

Из условия баланса мощностей можно определить температуру резистора. Если  $P_{\text{выд.}} = P_{\text{отв.}}$ , то  $UI = \frac{T_R - T_0}{R_T}$ , или  $T_R = UI R_T + T_0$ , откуда следует, что при увеличении мощности, выделяемой в резисторе, возрастает его температура. Для уменьшения температуры резистора необходимо уменьшить тепловое сопротивление  $R_T$ , что достигается увеличением размеров резистора. Для всех типов

резисторов указывается зависимость  $\frac{P_{\text{доп}}}{P_{\text{ном}}}$  от температуры окружающей среды  $T_0$ . Номинальные мощности резисторов стандартизованы и соответствуют ряду: 0,01; 0,025; 0,05; 0,125; 0,25; 0,5; 1,0; 2,0; 5,0; 8,0; 16,0; 25,0; 50,0; 75,0; 100,0; 160,0; 250,0; 500,0 Вт [9].

Максимальная температура, которую резистор может выдержать без повреждений, зависит от его конструкции и применяемых материалов – как собственно резистивного элемента, так и его арматуры. Именно максимальная температура наиболее горячего участка резистора определяет ту мощность, которую резистор способен рассеивать.

В зависимости от условий, в которых находится резистор (температура, влажность, давление окружающего воздуха и скорость его движения), одна и та же рассеиваемая мощность вызывает различный прирост температуры резистора, поэтому при выборе резистора важно не только определить выделяемую мощность, но и условия его работы. Номинальная мощность резистора определяется как мощность, рассеиваемая резистором без превышения предельно допустимой температуры при естественном воздушном охлаждении на высоте уровня моря при температуре воздуха 25 °С [7].

При эксплуатации резистора следует помнить, что выделяемая мощность имеет квадратичную зависимость от приложенного к резистору напряжения или от протекающего тока. Это означает, что небольшое увеличение напряжения или тока вызовет существенный рост рассеиваемой мощности, которая может превысить максимально допустимую мощность. Поэтому при выборе резистора важно не только знать номинальные ток и напряжение, но и учитывать возможные отклонения, в частности из-за колебаний напряжения питающей сети [10].

Если мощность, рассеиваемая резистором, постоянна, то через некоторое время его температура стабилизируется (когда количество тепла, выделяемого в резисторе, станет равным количеству тепла, отдаваемого им в окружающую среду посредством излучения, конвекции и теплоотдачи конструкции). Чем больше физический размер резистора, тем эффективнее происходит процесс отдачи тепла и тем ниже будет равновесная температура при одной и той



же выделяемой мощности. Кроме того, эффективность излучения, конвекции и теплопередачи существенно зависит от конструкции резистора, применяемых материалов и условий охлаждения.

Приводимые в нормативных документах величины максимальной рассеиваемой мощности резисторов относятся к условиям естественного охлаждения. Существует ряд стандартов, регламентирующих метод определения максимально допустимой мощности рассеяния резистора исходя из температуры перегрева его наиболее горячего участка. Производители резисторов при нормировании мощности обычно руководствуются рекомендациями National Electrical Manufacturers Association (NEMA) и Underwriters Laboratories (UL) [7]. Согласно этим рекомендациям максимально допустимая мощность при естественном охлаждении для резистора заданных физических характеристик и размеров определяется как мощность, вызывающая температуру (измеренную термопарой) перегрева наиболее горячего участка резистора в 300 °С при температуре окружающего воздуха 40 °С. Измерение производится при неподвижном воздухе в условиях свободной конвекции.

Несколько иные условия измерений определяет стандарт MIL-R-26, первоначально разработанный для проволочных резисторов военного и аэрокосмического применения, а затем распространенный и на резисторы промышленного назначения. Согласно этому стандарту максимальная температура нагрева наиболее горячего участка резистора устанавливается равной 350 °С при температуре окружающего воздуха 25 °С. Таким образом, соответствующая температура перегрева составляет 325 °С.

Температура резистора в основном зависит от площади его поверхности, а также, хотя и в меньшей степени, от ряда других факторов, таких как теплопроводность основания и покрытия резистора, эффективность излучения поверхности, отношение длины резистора к его диаметру, теплоотдача через выводы и способ монтажа (монтаж в закрытом корпусе, монтаж резисторов на малом расстоянии друг от друга).

В нормальных условиях эксплуатации следует принимать во внимание не только (и не столько) физическое функционирование резистора, но и его параметры, такие как изменение сопротивления при росте температуры, зависимость сопротивления от влажности

окружающего воздуха (особенно для резисторов открытых типов), изменение характеристик при циклической нагрузке и другие.

Если температура окружающей среды отличается (в сторону увеличения) от 25 °С (или 40 °С), то рассеиваемая резистором мощность должна быть снижена до значений, при которых не превышает максимально допустимая температура его нагрева. На рисунке 3.1 представлен график зависимости относительной рассеиваемой мощности резисторов от температуры окружающего воздуха согласно рекомендациям MIL-R-26 [7].

Следует обратить внимание на то, что в рекомендациях по определению максимальной мощности резисторов не указано их расположение, но имеется точное указание на то, что температура измеряется для наиболее горячего участка резистора. А между тем у горизонтально расположенного трубчатого проволочного резистора с равномерной намоткой резистивного элемента температура в районе середины может быть в 1,5–2,5 раза выше, чем температура у торцов (в зависимости от способа крепления).

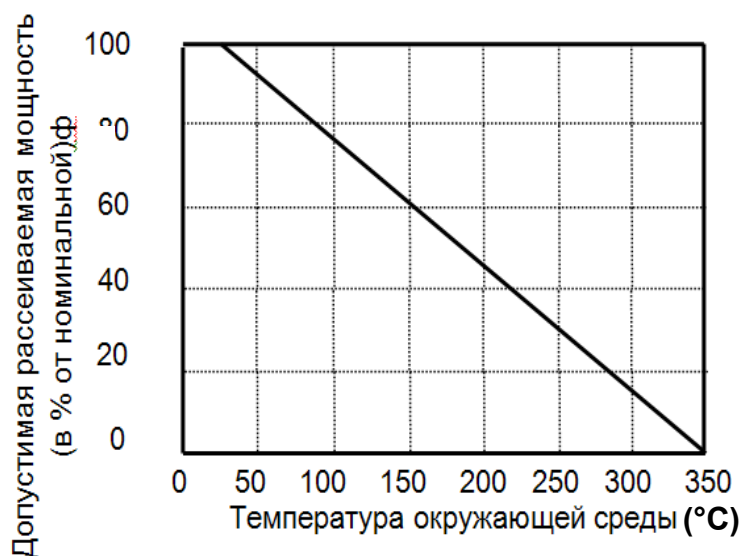


Рисунок 3.1 – Зависимость относительной рассеиваемой мощности резисторов от температуры окружающего воздуха

При вертикальном расположении зона максимального нагрева смещается вверх на 3–10 % длины резистора, а верхний торец имеет большую температуру, чем нижний. Это вызывает некоторое увеличение механических напряжений в конструкции резистора и может снизить его надежность. Поэтому при прочих равных усло-

виях всегда следует предпочитать горизонтальное расположение резисторов, за исключением специально предназначенных для вертикального монтажа резисторов, например в теплоотводящих корпусах из алюминиевого профиля. Для ряда особых случаев применения выпускаются специальные резисторы с неравномерной намоткой резистивного элемента (более частая у краев и редкая по середине), у которых температура практически постоянна по всей длине.

Следует отметить, что очень простой и эффективной мерой повышения допустимой мощности рассеяния резисторов является принудительное охлаждение, а также снижение температуры поверхности резистора по отношению к максимально допустимой температуре.

*Предельное рабочее напряжение*  $U_{\text{пред}}$  определяет величину допустимого напряжения, которое может быть приложено к резистору.

Для резисторов с небольшой величиной сопротивления (сотни ом) предельное рабочее напряжение определяется их конструкцией и рассчитывается по формуле  $U_{\text{пред}} = \sqrt{P_{\text{ном}} R_{\text{ном}}}$ .

Для резисторов с другой величиной сопротивления предельное рабочее напряжение также определяется их конструкцией и ограничивается возможностью электрического пробоя, который, как правило, происходит по поверхности между выводами резистора или между витками спиральной нарезки. Напряжение пробоя зависит от длины  $l$  резистора и давления  $P$ . При длине резистора до 50 мм, напряжение пробоя определяют по формуле  $U_{\text{проб}} \cong 300\sqrt{Pl}$ , где  $P$  – давление, мм рт. ст.;  $l$  – длина резистора, см.

Величина  $U_{\text{пред}}$  указывается в нормативных документах, причем  $U_{\text{пред}}$  всегда меньше  $U_{\text{проб}}$ .

*Температурный коэффициент сопротивления* (ТКС) характеризует относительное изменение сопротивления при изменении температуры:  $\text{ТКС} = \frac{\Delta R}{R_0 \cdot \Delta T}$ . Температурный коэффициент сопротивления может быть как положительным, так и отрицательным.

Если резистивная пленка толстая, то ее сопротивление с ростом температуры возрастает. Если резистивная пленка тонкая, то ее сопротивление с ростом температуры уменьшается.

*Коэффициент старения*  $\beta_R$  характеризует изменение сопротивления, которое вызывается структурными изменениями резистивного элемента из-за процессов окисления, кристаллизации и т.п.: 
$$\beta_R = \frac{\Delta R}{R_0 \cdot \Delta T}.$$

*Коэффициент напряжения*  $K_n$  характеризует влияние величины приложенного напряжения на сопротивление. В некоторых типах резисторов при высоких напряжениях изменяется величина сопротивления. В непроволочных резисторах это обусловлено уменьшением контактного сопротивления между отдельными зернами резистивной пленки. В проволочных резисторах это обусловлено дополнительным разогревом проволоки при повышенных напряжениях:  $K_n = \frac{R_{100} - R_{10}}{R_{100}}$ , где  $R_{100}$  – сопротивление резистора при напряжении  $U_{пред}$ ;  $R_{10}$  – сопротивление резистора при напряжении  $0,1 U_{пред}$ .

Электроны в резистивном элементе находятся в состоянии хаотического теплового движения, в результате которого между любыми точками резистивного элемента возникает случайно изменяющееся электрическое напряжение и между выводами резистора появляется *э.д.с. тепловых шумов*. Тепловой шум характеризуется широким спектром. Величина э.д.с. тепловых шумов определяется соотношением  $E_T = \sqrt{4kTR\Delta f}$ , где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура, К;  $R$  – сопротивление резистора, Ом;  $\Delta f$  – полоса частот, в которой измеряются шумы.

Помимо тепловых шумов, существует токовый шум, возникающий при протекании тока через резистор. Этот шум обусловлен дискретной структурой резистивного элемента и сопровождается появлением на выводах резистора э.д.с. токовых шумов  $E_i = k_i U$ , где  $k_i$  – коэффициент, величина которого зависит от конструкции резистора, свойств резистивного слоя и полосы частот;  $U$  – величина

на напряжения, приложенного к резистору. Для металлопленочных и углеродистых резисторов  $k_i \leq 1,5$  мкВ/В, для композиционных поверхностных резисторов  $k_i \leq 40$  мкВ/В, для композиционных объемных резисторов  $k_i \leq 45$  мкВ/В. У проволочных резисторов э.д.с. токовых шумов отсутствует.

### 3.3 Система обозначений и маркировка резисторов

В зависимости от размеров резисторов при их маркировке применяют полное или сокращенное (кодированное) обозначение.

В соответствии с действующей системой сокращенное условное обозначение состоит из букв и цифр. Первый элемент – буква или сочетание букв, обозначающее подкласс резистора: Р – резисторы постоянные; РП – резисторы переменные; НР – набор резисторов. Второй элемент – цифра, обозначающая группу резисторов по материалу резистивного элемента: 1 – непроволочные резисторы; 2 – проволочные или металлофольговые резисторы. Третий элемент – регистрационный номер конкретного типа резистора. Между вторым и третьим элементами ставится дефис. Например: Р2-4 – постоянные проволочные резисторы с номером 4; РП1-46 – переменные непроволочные резисторы с номером 46.

Полное условное обозначение состоит из сокращенного обозначения, варианта конструктивного исполнения (при необходимости), значений основных параметров и характеристик резистора, климатического исполнения и обозначения документа на поставку. Параметры и характеристики постоянных резисторов указываются в следующей последовательности: номинальная мощность рассеяния; номинальное сопротивление и буквенное обозначение единицы измерения; допускаемое отклонение сопротивления резистора в процентах (допуск); группа по уровню шумов (для непроволочных резисторов); группа по температурному коэффициенту сопротивления (ТКС). Например, постоянный непроволочный резистор с регистрационным номером 4, номинальной мощностью рассеяния 0,5 Вт, номинальным сопротивлением 10 кОм, с допуском  $\pm 1\%$ , группой по уровню шумов «А», группы ТКС «Б», климатического исполнения «В» обозначается Р1-4-0,5-10 кОм  $\pm 1\%$  А-Б-В ОЖО.467.157ТУ.

Для маркировки постоянных резисторов применяют ГОСТ 28883-90 (МЭК 62-74) «Коды для маркировки резисторов и конденсаторов», который предусматривает:

- *цветовой код* для обозначения значений сопротивления с точностью до двух и трех значимых цифр, допускаемых отклонений сопротивления и, если необходимо, температурного коэффициента сопротивления постоянных резисторов;
- *буквенно-цифровой код* для маркировки значений сопротивления;
- *буквенный код* для маркировки допусков на значения сопротивлений.

Кодированные обозначения применяют, когда размеры и (или) конфигурация поверхностей резисторов не позволяет маркировать полное обозначение.

Значения сопротивлений и соответствующие им цвета для маркировки цветовым кодом представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Цветовой код для постоянных резисторов

Цвет	Значимые цифры	Множитель	Допуск	Температурный коэффициент сопротивления $\text{ТКС} \cdot 10^6, 1/^\circ\text{C}$
Серебряный	–	$10^{-2}$	$\pm 10 \%$	–
Золотой	–	$10^{-1}$	$\pm 5 \%$	–
Черный	0	1	–	$\pm 250$
Коричневый	1	10	$\pm 1 \%$	$\pm 100$
Красный	2	$10^2$	$\pm 2 \%$	$\pm 50$
Оранжевый	3	$10^3$	–	$\pm 15$
Желтый	4	$10^4$	–	$\pm 25$
Зеленый	5	$10^5$	$\pm 0,5 \%$	$\pm 20$
Голубой	6	$10^6$	$\pm 0,25 \%$	$\pm 10$
Фиолетовый	7	$10^7$	$\pm 0,1 \%$	$\pm 5$
Серый	8	$10^8$	–	$\pm 1$
Белый	9	$10^2$	–	–
Без окраски	–	–	$\pm 20 \%$	–

Для обозначения температурных коэффициентов сопротивления применяется один из методов:

- цветовая полоса в качестве шестой и более широкой (в 1,5–2 раза шире других полос);
- прерывистая цветная полоса в качестве шестой полосы;
- спиральная линия.

Цветовое кодирование температурного коэффициента сопротивления применяют только для значений с тремя значимыми цифрами.

Примеры цветовой маркировки сопротивлений представлены на рисунках 3.2–3.4.

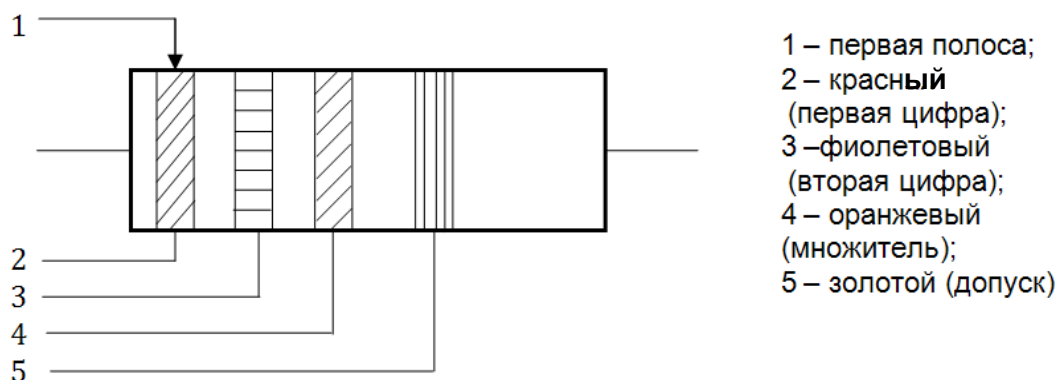


Рисунок 3.2 – Цветовая маркировка сопротивления с двумя значимыми цифрами (сопротивление 27000 Ом с допуском  $\pm 5\%$ )

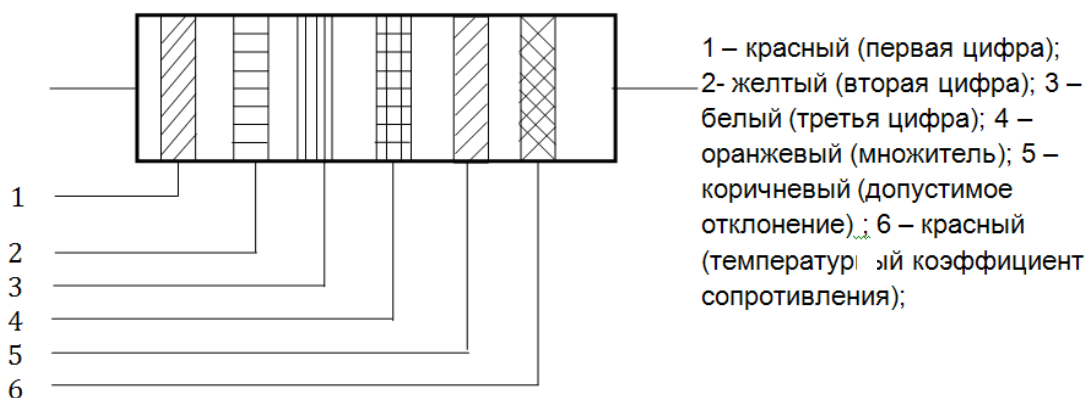


Рисунок 3.3 – Цветовая маркировка сопротивления с тремя значимыми цифрами (сопротивление 249000 Ом с допуском  $\pm 1\%$ )

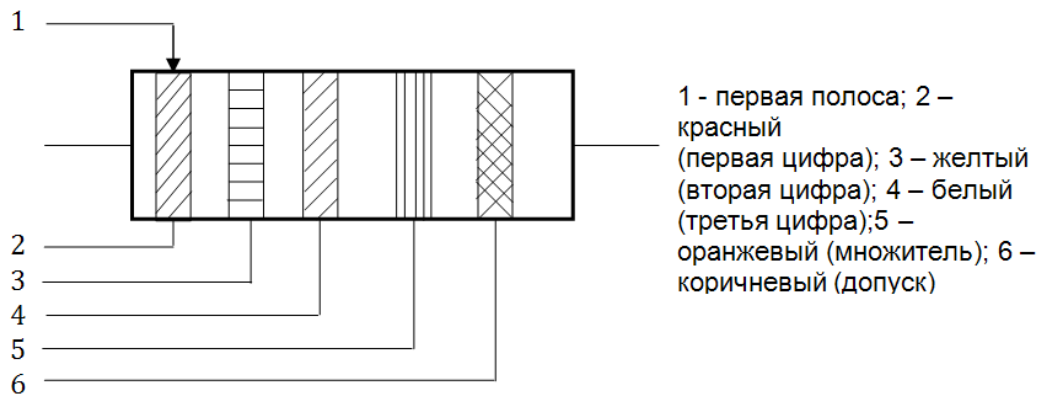


Рисунок 3.4 – Цветовая маркировка значений сопротивления с тремя значимыми цифрами и температурным коэффициентом сопротивления (сопротивление 249000 Ом, допустимое отклонение сопротивления  $\pm 1\%$ , температурный коэффициент сопротивления  $\pm 50 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}$ )

Буквенно-цифровой код состоит из трех, четырех или пяти знаков, включающих две цифры и букву, три цифры и букву или четыре цифры и букву. Буквы кода заменяют запятую десятичного знака, как указано в таблице 3.3.

Таблица 3.3 – Примеры буквенно-цифровых кодов для маркировки значений сопротивлений

Значения сопротивления	Маркировочный код	Значения сопротивления	Маркировочный код	Значения сопротивления	Маркировочный код
0,590 Ом	R59	1,5 кОм	1K5	33,2 ГОм	33G2
5,90 Ом	5R9	1,5 МОм	1M5	100 ГОм	100G
3,32 Ом	3R32	15 МОм	15M	1 ТОм	1T0
59,0 Ом	59R	33,2 МОм	33M2	1,5 ТОм	1T5
1 кОм	1K0	1,5 ГОм	1G5	10 ТОм	10T

Значения сопротивления, обозначенные четырьмя значимыми цифрами, должны иметь маркировку в соответствии с примерами: значение сопротивления 59,04 Ом – маркировочный код 59R04; значение сопротивления 5,904 кОм – маркировочный код 5K904, и т.п.

Буквенный код для обозначения допусков на значения сопротивления предполагает использование букв, представленных в таблице 3.4.



Таблица 3.4 – Буквенный код для маркировки допусков на значения сопротивления

Допуск, %	Буквенный код	Допуск, %	Буквенный код
$\pm 0,005$	<i>E</i>	$\pm 0,5$	<i>D</i>
$\pm 0,01$	<i>L</i>	$\pm 1$	<i>F</i>
$\pm 0,02$	<i>P</i>	$\pm 2$	<i>G</i>
$\pm 0,05$	<i>W</i>	$\pm 5$	<i>J</i>
$\pm 0,1$	<i>B</i>	$\pm 10$	<i>K</i>
$\pm 0,25$	<i>C</i>	$\pm 20$	<i>M</i>

Буквы проставляют после значений сопротивления. Допуски, для которых не предусмотрен буквенный код, могут обозначаться буквой А. Буква А указывает на то, что допуск должен быть установлен в других документах.

Единая структура условных обозначений резисторов за рубежом отсутствует и произвольно устанавливается фирмами-изготовителями. В основу обозначения постоянных резисторов положен буквенно-цифровой (цифровой) код, которым обозначают тип, значения основных параметров (номинальная мощность, температурный коэффициент сопротивления, номинальное сопротивление, допускаемое отклонение) и вид упаковки [7].

Для резисторов специального назначения, изготавливаемых по стандартам МП, условное обозначение формируется следующим образом:

- *первый элемент* – серия резистора согласно таблице 3.5;
- *второй, третий, четвертый и пятый элементы* – цифровой код, обозначающий номинальное сопротивление;
- *шестой элемент* – буквенный код, которым обозначается уровень надежности резисторов в течение 1000 часов согласно таблице 3.6.

Обозначение номинального сопротивления представляет собой код из четырех цифр, первые три из которых указывают величину номинала сопротивления в омах, а четвертая – число последующих нулей. Для резисторов с допуском более 10 % код состоит из трех цифр, в котором значащими являются первые две цифры. Некоторые фирмы указывают номинальное сопротивление кодом, рекомендованным стандартом МЭК 62-74, а также применяют цветное

кодирование для отличия резисторов, изготавливаемых по стандартам MIL, от резисторов промышленного и бытового назначения или для обозначения ТКС резисторов.

Таблица 3.5 – Серии резисторов специального назначения по стандартам MIL

Серия	Наименование резистора	Стандарт
<i>RL</i>	Стандартные металлопленочные резисторы (допуск $\pm 2$ , $\pm 5$ )	MIL-R-22684
<i>RN</i>	Металлопленочные прецизионные резисторы	MIL-R-10509
<i>RE</i>	Мощные проволочные резисторы с алюминиевым радиатором	MIL-R-18546
<i>RNC</i>	Металлопленочные резисторы с уровнем надежности S	MIL-R-55182
<i>Резисторов специального назначения RLR</i>	Металлопленочные резисторы с уровнем надежности P	MIL-R-39017
<i>RB</i>	Проволочные прецизионные резисторы миниатюрные и субминиатюрные	MIL-R-93
<i>RBR</i>	Проволочные прецизионные резисторы с уровнем надежности R	MIL-R-39005
<i>RW</i>	Проволочные мощные резисторы для поверхностного монтажа	MIL-R-26
<i>RNR, RNN</i>	Металлопленочные прецизионные резисторы с герметичным уплотнением	MIL-R-55182
<i>RCR</i>	Углеродистые композиционные резисторы	MIL-R-39008
<i>M55342</i>	Толстопленочные кристаллы резисторов с уровнем надежности R	MIL-R-55342

Таблица 3.6 – Буквенный код уровня надежности резисторов

Код	M	P	R	S
Уровень надежности (число отказов, %)	1	0,1	0,01	0,001

### 3.4 Конструктивно-технологические разновидности резисторов

Применение резисторов, как и любых других компонентов, требует тщательного подхода к выбору их типов и обеспечению благоприятных условий эксплуатации. От правильности выбора типов резисторов согласно условиям эксплуатации и назначению во многом зависит надежность, себестоимость и эксплуатационные качества электронной техники.

Основными типами резисторов являются: *непроволочные тонкослойные постоянные резисторы, композиционные постоянные резисторы, проволочные постоянные резисторы, высокочастотные и сверхвысокочастотные резисторы.*

*Непроволочные тонкослойные постоянные резисторы.* У резисторов этой группы токопроводящий слой представляет собой пленку либо пиролитического углерода, либо сплава металла или оксида металла. Они являются резисторами широкого применения с допусками  $\pm 5\%$ ,  $\pm 10\%$ ,  $\pm 20\%$  и мощностью рассеяния от 0,125 до 2,0 Вт.

Поскольку металл обладает более высокой теплостойкостью, чем углерод, то металлопленочные резисторы при равной мощности рассеяния имеют меньшие габариты, чем углеродистые резисторы. Резисторы с резистивным материалом в виде пленки сплава металла или оксида металла обладают более высокой стабильностью при циклических изменениях температуры. Недостатком металлопленочных резисторов является небольшая стойкость к импульсной нагрузке и меньший частотный диапазон, чем у углеродистых резисторов. Объясняется это тем, что токопроводящий слой у металлопленочных резисторов толще, чем у углеродистых резисторов, поэтому увеличивается паразитная емкость между витками резистивной спирали. На основе металлопленочных резисторов создаются прецизионные резисторы с допусками  $\pm(0,1-1,0)\%$ . Прецизионные резисторы имеют большие габариты, чем резисторы общего применения, что облегчает тепловые режимы и повышает стабильность токопроводящего слоя.

*Композиционные постоянные резисторы* имеют токопроводящий материал, который получают путем смешивания проводящего

компонента (графита или сажи) со связывающими компонентами, наполнителем, пластификатором и отвердителем. В резисторах этой группы полученная композиция наносится на поверхность изоляционного основания либо спрессовывается в виде объемного цилиндра или параллелепипеда. В зависимости от состава композиционные материалы имеют очень широкий диапазон удельного электрического сопротивления. Композиционные резисторы обладают высокой теплостойкостью (до 350 °С) и имеют малые габариты. Недостатком композиционных резисторов является высокий уровень токовых шумов, что объясняется крупнозернистой структурой токопроводящего материала.

*Проволочные постоянные резисторы* отличаются малым температурным коэффициентом сопротивления, незначительным уровнем собственных шумов и повышенной точностью. Для изготовления проволочных резисторов используют провода из специальных сплавов, имеющих высокое удельное сопротивление, хорошую теплостойкость и малый температурный коэффициент сопротивления. Провод наматывают на каркас. Проволочные резисторы имеют большую индуктивность и собственную емкость. С целью получения малой индуктивности и емкости применяют разбивку обмотки на несколько секций, в каждой из которых поочередно меняется направление намотки. Проволочные резисторы значительно дороже тонкопленочных, поэтому применяют их в тех случаях, когда характеристики тонкопленочных резисторов не удовлетворяют предъявляемым требованиям.

*Высокочастотные и сверхвысокочастотные постоянные резисторы* обладают малой индуктивностью, что обеспечивается отсутствием спиральной нарезки, но у них величина сопротивления не превышает 300 Ом. Однако это не является недостатком, поскольку электронная техника СВЧ-диапазона не требует применения резисторов с высоким сопротивлением. В ряде случаев высокочастотные резисторы изготавливают без проволочных выводов и эмалевого покрытия, что уменьшает паразитную индуктивность.

*Переменный резистор (потенциометр)*, по существу, является делителем или преобразователем напряжения. Напряжение на выходе потенциометра изменяется от 0 до 100 % от напряжения на

входе, являясь функцией угла поворота вала потенциометра или линейного перемещения подвижного контакта. При этом могут реализовываться различные функциональные характеристики: *линейная* (с постоянной крутизной), *кусочно-линейная* (с крутизной, отличающейся от участка к участку), *синусная*, *логарифмическая* и другие.

Среди многочисленных типов резисторов видное место принадлежит *нелинейным полупроводниковым резисторам* (НПР), отличительной особенностью которых является значительная зависимость электрического сопротивления от температуры окружающей среды и приложенного напряжения. НПР завоевали широкое признание в связи с их преимуществами перед другими приборами, используемыми для аналогичных целей, такими как высокий уровень температурной чувствительности и уникально высокий уровень импульсной устойчивости (в широком диапазоне напряжений), малые габариты, предельная простота (керамический диск), стабильность характеристик во времени, высокая надежность, а также экономичность. Керамическая технология, используемая для изготовления НПР, позволяет варьировать их характеристики в широких пределах и принимать различные конструктивные решения на этапе разработки и организации производства.

К нелинейным полупроводниковым резисторам относят:

- *терморезисторы с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления* – резисторы, электрическое сопротивление которых на определенном участке рабочих температур уменьшается с увеличением температуры;
- *терморезисторы с положительным температурным коэффициентом сопротивления* – резисторы, электрическое сопротивление которых на определенном участке рабочих температур возрастает с увеличением температуры;
- *варисторы* – резисторы, обладающие способностью значительно изменять свое электрическое сопротивление при изменении подаваемого напряжения.
- *терморезисторы* – резисторы, сопротивление которых меняется в зависимости от температуры;
- *фоторезисторы* – резисторы, сопротивление которых меняется под воздействием света.

Характеристики нелинейных полупроводниковых резисторов обеспечиваются в первую очередь свойствами полупроводниковых материалов, на основе которых они изготовлены. Материалы для терморезисторов с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления изготавливаются в основном из смесей окислов марганца, кобальта, никеля, меди и хрома.

Позисторные материалы изготавливаются на основе титана бария, являющегося при комнатной температуре сегнетоэлектриком и переходящего в параэлектрическое состояние при температуре Кюри, примерно равной 123 °С, что и обеспечивает позисторный эффект (увеличение электрического сопротивления на несколько порядков в узком температурном интервале). Изменение температуры переключения обеспечивается введением добавок, смещающих температуру Кюри.

Варисторы изготавливаются на основе оксида цинка. Проблемы достижения требуемой микроструктуры, высокой объемной проводимости решаются при спекании керамики путем выбора температурных режимов спекания и введением соответствующих малых добавок оксидов кобальта, марганца и других металлов.

## **Контрольные вопросы**

- 3.1 В чем состоит назначение и принцип действия резистора?
- 3.2 Что характеризуют основные параметры резисторов?
- 3.3 Что характеризует температурный коэффициент сопротивления?
- 3.4 Какие типы резисторов в электронной технике являются основными?
- 3.5 Что является отличительной особенностью нелинейных полупроводниковых резисторов?

## 4 ДИЭЛЕКТРИКИ

### 4.1 Основные физические процессы в диэлектриках

По выполняемым функциям диэлектрики делятся на *пассивные* и *активные* [3]. По электрическому строению молекул различают *неполярные* и *полярные диэлектрики*.

Из разнообразных физических свойств – тепловых, электрических, механических – в физике диэлектриков изучаются главным образом электрические свойства. При этом к диэлектрикам относят такие вещества, в которых может существовать электрическое поле; проводимость при нормальных условиях обычно ниже  $10^{-10}$  См/м; ширина запрещенной зоны больше 2–3 эВ (для кристаллов); токи электрического смещения превышают токи электропроводности.

Важнейшим из электрических свойств диэлектриков является их *поляризация*.

Кроме того, диэлектрики, особенно те, которые применяются в качестве электроизоляционного материала, оцениваются по диэлектрическим потерям ( $\text{tg}\delta$ ) и электрической прочности ( $E_{\text{пр}}$ ). Наиболее важной макроскопической характеристикой диэлектриков является их диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ , характеризующая процессы электрической поляризации. Как правило, поляризация индуцируется в диэлектрике приложенным извне электрическим полем, но может возникать и вследствие других причин. Фундаментальной характеристикой диэлектрика является также его способность длительно сохранять постоянное электрическое поле. В металлах это поле равно нулю, а в полупроводниках постоянное электрическое поле сохраняется на короткое время.

Следует отметить, что с точки зрения электродинамики диэлектрик представляет собой среду, в которой происходит распространение, накопление и рассеяние электрической энергии. Распространение электромагнитных волн в диэлектрике замедляется в  $\sqrt{\epsilon}$  раз. Накопление энергии в диэлектрике пропорционально величине  $\epsilon$  (электрический конденсатор), а рассеяние энергии представляет собой потери, характеризуемые параметром  $\epsilon \cdot \text{tg}\delta$ .

Диэлектрики играют существенную роль как активные среды, позволяющие осуществлять непосредственное преобразование энергии и информации. В таблице 4.1 [3] приведена классификация основных физических эффектов, которые могут проявляться в различных диэлектриках. Для систематизации и наглядности используется метод «воздействие – отклик».

Таблица 4.1 – Основные эффекты в активных диэлектриках

Воздействие	Отклик				
	Электрический	Магнитный	Механический	Тепловой	Изменение оптических свойств
Электрическое поле	Поляризация, электрический ток	Электромагнитный эффект	Обратный пьезоэффект	Электрокалорический эффект	Электрооптический эффект
Магнитное поле	Магнитоэлектрический эффект	Намагничивание	Магнитострикция	Магнитокалорический эффект	Магнитооптический эффект
Механическое напряжение	Прямой пьезоэффект	Пьезомагнитный эффект	Деформация	Упруготепловой эффект	Фотоупругий эффект
Изменение теплоты	Пироэлектрический эффект	Термомагнитный эффект	Термическое расширение	Теплоемкость	Термооптический эффект
Свет	Фотовольтаический эффект	Фотомагнитный эффект	Фотострикция	Поглощение света	Преломление и отражение

Важнейшим свойством диэлектриков является *электрическая поляризация*. Известно, что для описания поляризации диэлектриков в *макроскопической теории* вводится вектор поляризованности  $P$ . Поляризованность (которую часто, но не вполне точно называют поляризацией) количественно характеризует меру электрического момента в диэлектрике и зависит как от значения электрического поля, так и от структурных особенностей (химического



состава) данного диэлектрика. Поляризованность тем больше, чем выше напряженность электрического поля  $E$ . В общем случае зависимость  $P(E)$  может быть сложной, но для большинства диэлектриков, если электрическое поле невелико, связь  $P$  и  $E$  можно считать линейной:

$$P = \varepsilon_0 \chi E, \quad (4.1)$$

где  $\chi$  – диэлектрическая восприимчивость;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная.

Макроскопическое электрическое поле в диэлектрике в  $\varepsilon$  раз меньше, чем в вакууме, так как оно создается только «свободным» зарядом на электродах, не скомпенсированным возникшей поляризацией, связывающей часть полного электрического заряда. Поэтому вводится вектор электрической индукции  $D$ , характеризующий полный заряд на электродах.

Векторы  $P$ ,  $D$  и  $E$  связаны соотношением  $D = \varepsilon E + P$ , которое может быть получено в макроскопической электродинамике усреднением уравнений Максвелла по физически бесконечно малому объему и временному интервалу.

*Микроскопические представления* о механизмах поляризации диэлектриков могут быть сведены к нескольким сравнительно простым моделям изменения электрического момента в электрическом поле.

В электрическом поле, приложенном к диэлектрику, связанные электрические заряды смещаются по отношению друг к другу, вследствие чего диэлектрик становится поляризованным. Внешнее электрическое поле индуцирует в частицах диэлектрика элементарные электрические моменты  $p = qx$ , где  $p$  – значение смещающихся электрических зарядов;  $x$  – взаимное смещение электрических зарядов.

В образовании индуцированного полем электрического момента могут участвовать:

- *электроны*, смещающиеся из равновесных положений в атомах относительно положительно заряженных ядер;
- *ионы*, отклоняющиеся от равновесного состояния в кристаллической решетке;

- *диполи* (полярные молекулы или радикалы), изменяющие свою ориентацию под действием электрического поля. В ацентричных структурах (сегнетокерамика, пьезокомпозиты) в образовании электрического момента могут участвовать также *макродиполи* – полярные или электрически заряженные области либо слои в неоднородной структуре.

Электроны, ионы и диполи (макродиполи) могут образовывать электрический момент (поляризованное состояние) посредством различных механизмов. Если эти частицы связаны в структуре сравнительно жестко и упруго, то внешнее электрическое поле или другие воздействия (в пьезоэлектриках – механическое) могут привести только к очень малым (даже по сравнению с атомными размерами) отклонениям этих частиц из равновесного неполяризованного состояния. Тем не менее, поскольку в процессе поляризации участвуют все частицы диэлектрика, то даже небольшие относительные смещения зарядов вызывают существенный интегральный эффект – поляризованность. Такой механизм поляризации принято называть *упругим*, или *поляризацией смещения*.

Известны следующие виды упругой поляризации:

- *электронная поляризация* – под действием электрического поля в каждом атоме, молекуле и ионе электронные орбитали искажаются и смещаются по отношению к ядрам, вследствие чего центр отрицательного заряда смещается по отношению к положительно заряженному ядру и возникает элементарная поляризованность  $p = qx > 0$ ;

- *ионная поляризация* – во внешнем электрическом поле катионы и анионы смещаются под действием кулоновских сил, образуя «полярную» решетку с элементарными электрическими моментами;

- *дипольная поляризация* – внешнее электрическое поле изменяет ориентацию каждого из диполей и всей «полярной» структуры вместе, в результате чего изменяется электрический момент диэлектрика, то есть происходит его индуцированная ориентационная поляризация;

- *самопроизвольная (спонтанная) поляризация* – во внешнем электрическом поле происходит переориентация доменов и создается эффект сильной поляризации.

Если выключить приложенное извне электрическое поле, то отмеченные механизмы поляризации способствуют быстрому возвращению системы в равновесное, *неполяризованное*, состояние. Электроны занимают электрически симметричное положение относительно ядер за счет кулоновских сил притяжения к ядру; катионы и анионы возвращаются в свое стабильное (равновесное) положение в узлах кристаллической решетки под действием сил отталкивания электронных оболочек ионов. Область «согласованной дипольной поляризации» обычно также возвращается в исходное положение, где механические напряжения для данной системы ориентированных диполей минимальны.

Кроме упругой поляризации, электроны, ионы и диполи (макродиполи) могут участвовать также в механизмах как *тепловой*, так и *миграционной* поляризации.

В связи с широким применением в электронике тонких диэлектрических пленок, в которых велика напряженность электрического поля, а также из-за повышения рабочих температур компонентов электронной техники вопрос об электропроводности диэлектриков и связанных с ней явлений старения (деградации) и электрического пробоя является актуальным.

*Электропроводность диэлектриков.* Величина проводимости диэлектриков зависит как от концентрации, так и от подвижности носителей заряда. Высокая поляризуемость некоторых диэлектриков, с одной стороны, снижает величину проводимости, так как уменьшает подвижность носителей вследствие их локализации молекулами и частицами (жидкости) или упругими смещениями кристаллической решетки (твердые тела). С другой стороны, большая поляризуемость и высокая диэлектрическая проницаемость ослабляют силы кулоновского взаимодействия заряженных частиц и тем самым повышают вероятность генерации носителей заряда, то есть приводят к возрастанию их концентрации и, следовательно, к росту проводимости.

Разнообразие типов несвязанных заряженных частиц и механизмов их генерации (возбуждения) приводит к тому, что электрический ток в диэлектриках представляет собой достаточно сложное физическое явление. В зависимости от физической природы

носителей заряда различают следующие виды электропроводности диэлектриков:

- *электронная электропроводность* – ток переносят отрицательно заряженные электроны или положительно заряженные электронные вакансии (дырки проводимости);

- *поляронная электропроводность* – электроны или дырки проводимости сильно связаны с кристаллической решеткой и поэтому имеют весьма низкую подвижность;

- *ионная электропроводность* – ток переносят положительно заряженные катионы, или отрицательно заряженные анионы, или же ионные вакансии, противоположно заряженные соответственно катионам и анионам;

- *молекулярная электропроводность* – носителями являются заряженные группы молекул или даже заряженные макроскопические частицы.

*Температурная зависимость проводимости.* Проводимость диэлектриков экспоненциально возрастает с повышением температуры.

*Частотная зависимость проводимости.* В соответствии с физической природой носителей заряда, а также в зависимости от свойств того или иного диэлектрика величина проводимости  $\sigma$  может с ростом частоты как увеличиваться, так и понижаться [11]. Возрастание  $\sigma(\omega)$  обусловлено запаздыванием медленных механизмов поляризации. Установлено, что для диэлектриков самой различной структуры и химического состава изменение  $\sigma(\omega)$  носит степенной характер:  $\sigma \sim \omega^n$ ,  $0,7 < n < 1$ . Такая зависимость свойственна многим механизмам перемещения заряженных частиц в электрическом поле. Ионы и поляроны при своем движении между состояниями локализации, диполи в процессе вращательных качаний между равновесными положениями, разделенными потенциальными барьерами, а также другие заряженные частицы и комплексы, которые под воздействием электрического поля могут перемещаться в диэлектрике в ограниченном пространстве, при повышении частоты электрического поля обуславливают проводимость.

Тепловые движения заряженных частиц, локализация которых определяется набором потенциальных минимумов и барьеров, во

внешнем электрическом поле приводят как к проводимости, так и к поляризации. В области низких частот ( $\omega \rightarrow 0$ ) преобладают процессы поляризации, потому что пространственное движение заряженных частиц в почти постоянном поле ограничено потенциальными барьерами, дефектами структуры и границами раздела, которые препятствуют полному переносу электрических зарядов от электрода к электроду. По мере повышения частоты сначала одни, а затем другие заряженные частицы не успевают за время четверти периода приложенного напряжения достигнуть мест своей локализации и, непрерывно следуя за изменением электрического поля, участвуют в создании проводимости.

Снижение  $\sigma(\omega)$  наблюдается в высокочастотной области. В быстропеременном электрическом поле начинает сказываться инерционность носителей заряда, перемещение которых при достаточно высокой частоте поля становится уже невозможным.

*Электрическая прочность диэлектриков.* В сильном электрическом поле в связи с переносом зарядов в диэлектрике происходят необратимые изменения свойств – электрическое старение и пробой, сопровождающийся для твердых диэлектриков разрушением. Пробой наступает при достижении некоторого порогового поля, выше которого электрическая прочность (характеризуемая малым и стационарным током) нарушается. При пробое ток через диэлектрик катастрофически возрастает и сквозь диэлектрик проходит мощный электрический разряд (искра или дуга).

Основным физическим механизмом первой стадии пробоя (при которой теряется электрическая прочность) является ионизация электронами, называемая ударной, вследствие чего концентрация носителей заряда резко увеличивается за счет возникновения в диэлектрике электронных лавин. Такая форма пробоя называется электронным пробоем. Этот пробой характеризуется малым временем развития предшествующих процессов, причем электрическая прочность диэлектрика мало зависит от температуры, частоты изменения электрического поля и свойств окружающей диэлектрик среды. Электронная лавина инициирует плазменный поток, распространяющийся с помощью процессов фотоэлектрической ионизации.

Развитие пробоя во времени принято разделять на две стадии: *потеря электрической прочности (устойчивости)* и *разрушение диэлектрика*. На первой стадии пробоя нарушается равновесная стационарность носителей заряда и ток начинает лавинно нарастать. Анализ первой стадии пробоя базируется на расчетах *пробивной напряженности* диэлектрика и эмпирическом определении пробивного напряжения. Характер второй стадии пробоя зависит от физико-химических свойств диэлектрика и мощности источника энергии: при большой мощности источника энергии возникает электрическая дуга, а при малой мощности источника энергии пробой завершается искровым разрядом существенно меньшей разрушительной силы.

Характер второй стадии пробоя зависит также от агрегатного состояния вещества. В жидких диэлектриках электрическая прочность после пробоя практически полностью восстанавливается, а необратимые химические изменения могут произойти только вследствие многократных повторений искрового пробоя (или в случае длительного дугового пробоя). В твердых диэлектриках вторая стадия пробоя приводит к необратимым изменениям даже в случае маломощного одиночного разряда: в таком диэлектрике после искрового пробоя остается узкий проплавленный током канал с повышенной проводимостью (электрическая дуга приводит к значительным разрушениям твердого диэлектрика, а органических материалов – к обугливанию).

Различные физические и физико-химические механизмы, обуславливающие развитие в диэлектриках необратимых процессов (старения, пробоя и механического разрушения), существенно отличаются по времени. В случае когда потеря электрической прочности происходит из-за быстрых процессов (электронных лавин, освобождения поляронов и других), необратимые процессы развиваются за время, приблизительно равное  $10^{-6}$  с. При других механизмах диэлектрик выходит из строя за гораздо более длительные временные промежутки. Например, электротепловой пробой развивается за время  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  с. При электротепловом пробое количество теплоты, выделяющееся в диэлектрике под воздействием электрического поля за счет электропроводности и диэлектрических

потерь, превосходит величину теплоотдачи в окружающую среду. В результате тепловой баланс в диэлектрике нарушается, что приводит к потере тепловой устойчивости из-за повышения электропроводности диэлектрика с ростом температуры, перегреву и в конечном итоге к пробое.

*Электрическая деградация (старение) диэлектриков.* В сильных электрических полях зависимость  $\sigma(E)$  становится нелинейной и возрастающей. При этом, если величина электрического поля не превышает некоторого порогового значения, изменения электрических свойств диэлектриков остаются обратимыми – при уменьшении величины напряженности электрического поля их первоначальные свойства восстанавливаются. Если величина напряженности электрического поля превышает пороговое значение, то в диэлектрике происходят необратимые изменения свойств – *электрическое старение*. Электрическое старение диэлектрика завершается его пробоем. Величина пробивной напряженности при электротепловом и электрохимическом механизмах пробоя в значительной мере определяется случайными факторами (зависит от окружающей диэлектрик среды или от примесей) и не может служить точной характеристикой того или иного электроизоляционного вещества.

Время развития электрохимических процессов при старении принято называть *долговечностью диэлектрика*  $\tau_d$ .

Электрическому старению подвержены в основном органические диэлектрики (полимеры), но в ряде случаев это явление отмечается и у неорганических твердых диэлектриков (кристаллов и поликристаллов). Механизмы электрической деградации в этих классах диэлектриков различны, но некоторые экспериментальные характеристики описания процесса старения имеют общие черты:

- зависимость долговечности от напряженности электрического поля и для полимеров, и для неорганических твердых диэлектриков удовлетворительно описывается эмпирической формулой

$$\tau_d = AE^{-m}, \quad m = 3 - 4;$$

- в сильных электрических полях снижение долговечности с температурой подчиняется экспоненциальному закону  $\tau_d = \tau_0 \exp(W/kT)$ .

Существенное различие в механизмах электрического старения полимеров и кристаллов (поликристаллов) обусловлено прежде всего тем, что старение полимеров происходит в переменном электрическом поле, причем долговечность изменяется обратно пропорционально частоте изменения этого поля. В кристаллах и поликристаллах, напротив, электрическое старение протекает преимущественно при постоянном значении напряженности электрического поля.

*Диэлектрические потери.* Диэлектрические потери представляют собой ту часть электрической энергии, которая переходит в теплоту. Для количественного описания диэлектрических потерь используются следующие параметры: *тангенс угла диэлектрических потерь*  $\operatorname{tg}\delta$ , *коэффициент потерь*  $\epsilon \operatorname{tg}\delta$  и *удельная мощность потерь*  $p$ .

Наиболее часто величина диэлектрических потерь характеризуется тангенсом угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta$ . Используется и представление о комплексной диэлектрической проницаемости, что является особенно удобным для описания зависимости диэлектрических потерь от частоты:  $\epsilon^*(\omega) = \epsilon'(\omega) - \epsilon''(\omega)$ ,  $\operatorname{tg}\delta = \epsilon''/\epsilon'$ , где  $\epsilon' = \epsilon$ ;  $\epsilon''$  – коэффициент потерь. Запаздывание поляризации приводит не только к частотному максимуму потерь, но и к дисперсии  $\epsilon^*$ . В случае тепловой поляризации частотная зависимость  $\epsilon^*$  описывается релаксационным уравнением Дебая, а для упругой поляризации – резонансным уравнением дисперсии Друде – Лорентца.

Так же как и величина  $\epsilon$ ,  $\operatorname{tg}\delta$  является макроскопической характеристикой диэлектрика. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от температуры, частоты электрического поля и других параметров такая же важная характеристика диэлектриков, как и соответствующие зависимости диэлектрической проницаемости. Следует отметить, что введение  $\operatorname{tg}\delta$  в качестве характеристики потерь имеет физический смысл лишь в переменном синусоидальном электрическом поле.

При определении потерь электрической энергии обычно пользуются векторной диаграммой токов, где потери определяются с помощью угла  $\varphi$ , который является углом между векторами напря-



жения и тока (рисунок 4.1). Но при описании потерь диэлектриков эта характеристика неудобна, так как угол  $\varphi \approx \pi/2$ . Поэтому диэлектрические потери принято характеризовать углом  $\delta$ , дополняющим угол  $\varphi$  до угла  $\pi/2$ . Тангенс угла диэлектрических потерь численно равен отношению тока проводимости  $I_a$  к току смещения  $I_r$ .

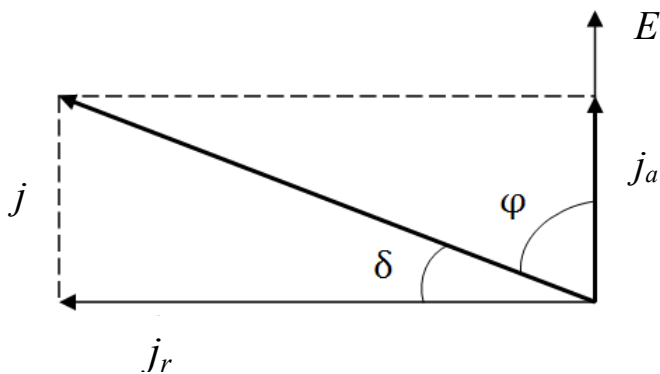


Рисунок 4.1 – Диаграмма тангенса угла диэлектрических потерь

Диэлектрик удобно представлять в виде эквивалентной схемы замещения, составленной из идеальных емкостей, индуктивностей и резисторов и имитирующей диэлектрические потери (рисунок 4.2). При этом важнейшим условием является согласование частотных характеристик схемы замещения с частотной зависимостью параметров реального диэлектрика.

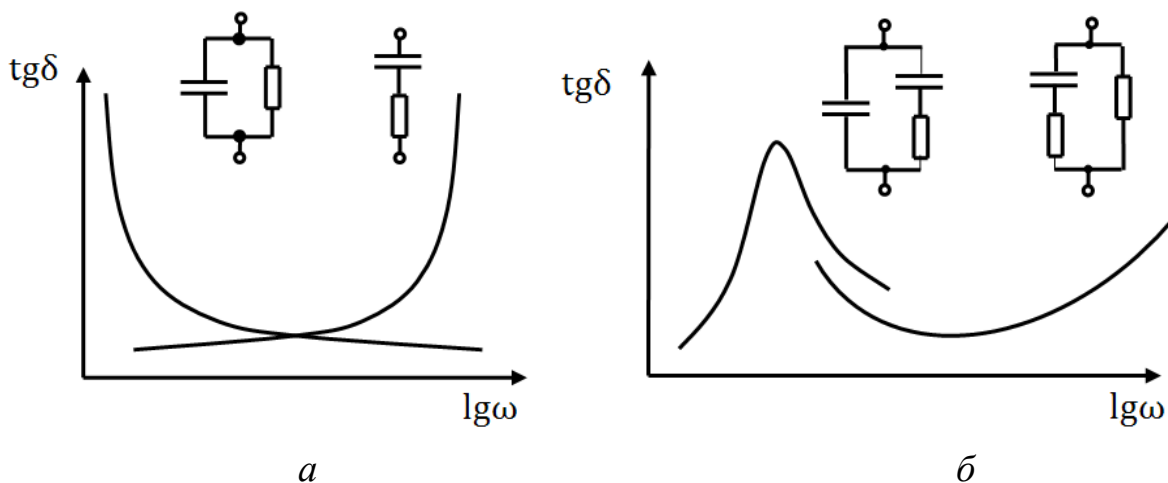


Рисунок 4.2 – Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь для различных схем замещения диэлектрика с потерями

Свойства диэлектрика, в котором  $\operatorname{tg}\delta$  уменьшается с ростом частоты, описывает параллельная схема замещения диэлектрика с потерями. Этот случай, как правило, характеризует потери, обусловленные электропроводностью. Свойства диэлектрика, в котором  $\operatorname{tg}\delta$  возрастает пропорционально частоте, описывает последовательная схема замещения диэлектрика с потерями. Этот случай характеризует поляризационные потери. Если в диэлектрике имеет место сложная частотная зависимость  $\operatorname{tg}\delta$ , то практически полного совпадения характеристики схемы замещения и реально наблюдаемой зависимости  $\operatorname{tg}\delta(\omega)$  достигают усложнением схемы замещения (рисунок 4.2,б).

Природа поглощения электромагнитной энергии в диэлектрике различна. Наиболее простым механизмом потерь является *рассеяние носителей заряда*, участвующих в электропроводности (*потери на электропроводность*). При направленном перемещении электрических зарядов во внешнем электрическом поле (дрейф или диффузия) носители заряда на пути свободного пробега приобретают от электрического поля энергию. Приобретенная энергия тратится при соударениях – взаимодействиях с молекулами и атомами вещества, которые находятся в состоянии теплового движения. Отдавая энергию при соударении, носитель заряда увеличивает интенсивность хаотического движения частиц вещества и, следовательно, повышает температуру диэлектрика. По этой причине электропроводность увеличивает коэффициент потерь  $\varepsilon''$ , тангенс угла потерь  $\operatorname{tg}\delta$  и мощность рассеяния энергии  $p$  в единице объема диэлектрика. Перечисленные параметры зависят только от протекающего через диэлектрик активного тока: электропроводность сказывается на величине  $\operatorname{tg}\delta$  и на коэффициенте потерь  $\varepsilon''$  главным образом при низких частотах (оба эти параметра убывают с частотой как  $1/\omega$ ); удельная мощность потерь от частоты не зависит, так как сводится к удельной мощности потерь при постоянной напряженности электрического поля ( $p = \alpha E^2$ ).

Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta$ , диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'$ , коэффициента потерь  $\varepsilon''$  и удельной мощности потерь  $p$  представлена на рисунке 4.3:

диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon' = \varepsilon(\infty)$  не зависит от частоты; тангенс угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta$  и коэффициент потерь  $\varepsilon''$  с ростом частоты снижаются, величина удельной мощности потерь  $p$  остается постоянной с изменением частоты.

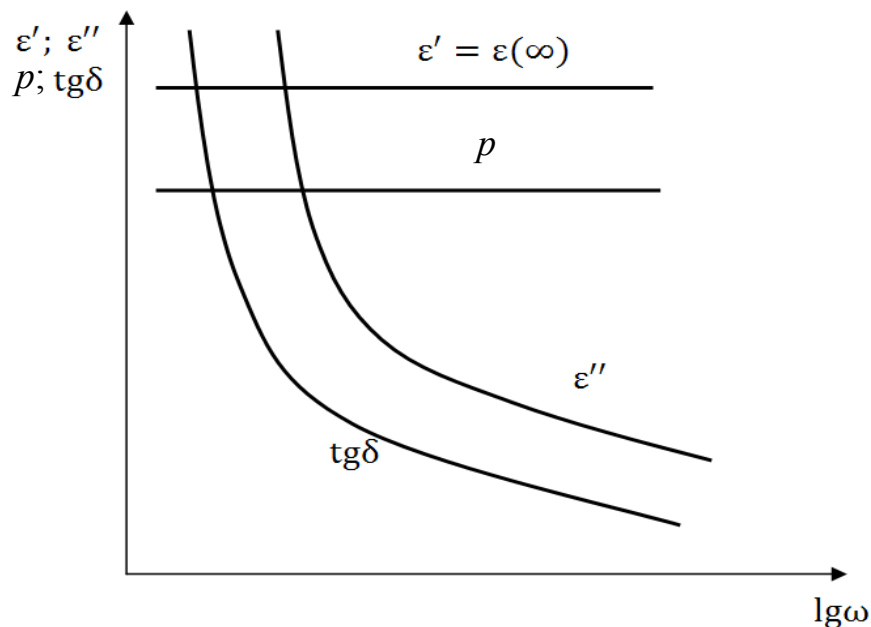


Рисунок 4.3 – Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta$ , диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'$ , коэффициента потерь  $\varepsilon''$  и удельной мощности потерь  $p$

Температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta$ , диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'$ , коэффициента потерь  $\varepsilon''$  и удельной мощности потерь  $p$  представлена на рисунке 4.4: с повышением температуры все параметры, кроме  $\varepsilon'$ , возрастают по экспоненциальному закону.

Анализ зависимостей на рисунках 4.3 и 4.4 показывает: электропроводность вносит значительный вклад в тангенс угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta$  и коэффициент потерь  $\varepsilon''$  при высоких температурах и низких частотах; при низких температурах и весьма высоких частотах вкладом электропроводности в диэлектрические потери можно пренебречь.

Различают и другие виды диэлектрических потерь – *релаксационные, ионизационные, резонансные*.

*Релаксационные потери* характерны для диэлектриков с замедленными видами поляризации. Релаксационные потери наблюдаются

в полярных жидкостях с дипольно-релаксационной поляризацией, а также у линейных диэлектриков с ионно-релаксационным и электронно-релаксационным механизмами поляризации (неорганические стекла, полимеры, керамика, кристаллические вещества с неплотной упаковкой атомов и другие). Релаксационные потери сильно зависят от температуры и частоты электрического поля.

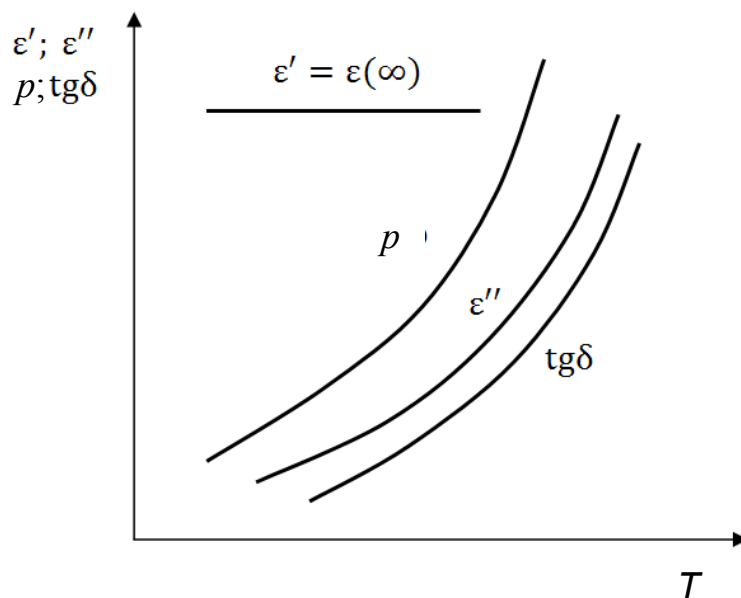


Рисунок 4.4 – Температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta$ , диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$ , коэффициента потерь  $\epsilon''$  и удельной мощности потерь  $p$

При низких температурах время релаксации поляризации велико ( $\tau_0 \gg 1/\omega$ ), а значение  $\text{tg}\delta$  мало (рисунок 4.5). С повышением температуры степень поляризации молекул увеличивается и  $\text{tg}\delta$  возрастает. При температуре, соответствующей наибольшему развитию дипольно-релаксационной поляризации (время релаксации приближается к периоду изменения поля),  $\text{tg}\delta$  достигает максимального значения. При дальнейшем повышении температуры время релаксации становится меньше времени периода изменения поля, ориентирующее влияние поля ослабевает, релаксационные потери уменьшаются, однако с учетом потерь на электропроводность общие потери возрастают (кривая 2 на рисунке 4.5).

С ростом частоты электрического поля релаксационные потери увеличиваются (рисунок 4.6), так как возрастает отставание поляризации от изменения поля. Когда частота достигает значения, при

котором время релаксации поляризации  $\tau_0 \gg 1/\omega$ , поляризованность диэлектрика становится незначительной, мало и значение  $\text{tg}\delta$ .

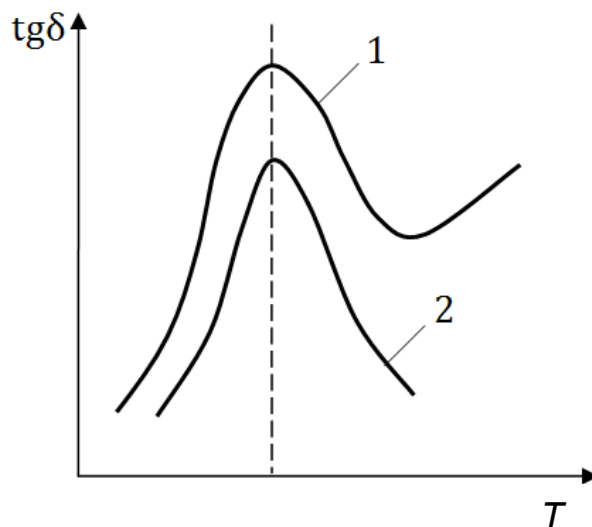


Рисунок 4.5 – Температурные зависимости релаксационных потерь (кривая 1) и общих потерь (кривая 2)

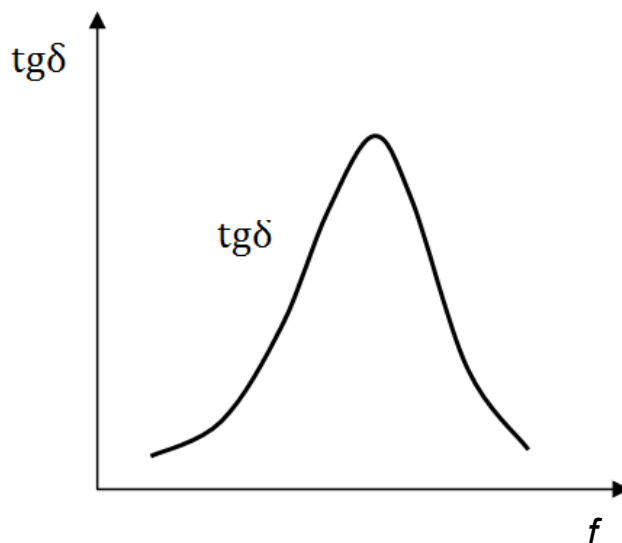


Рисунок 4.6 – Частотная зависимость  $\text{tg}\delta$  для диэлектриков с дипольно-релаксационной поляризацией

*Ионизационные потери* в диэлектрике обусловлены процессами ионизации под действием электрического поля. Ионизационные потери свойственны диэлектрикам в газообразном состоянии и проявляются в неоднородных электрических полях при напряжениях, превышающих значение, соответствующее началу ионизации газа.

*Резонансные потери* связаны с интенсивным поглощением газом энергии электромагнитного поля при определенной частоте. В твердых телах резонансные потери проявляются тогда, когда частота собственных колебаний частиц совпадает с частотой вынужденных колебаний внешнего электромагнитного поля.

Специфическим механизмом потерь в диэлектриках являются *поляризационные потери*, так как поляризация диэлектрика в переменном электрическом поле всегда сопровождается дисперсией электрической энергии, поскольку всякий нестационарный процесс в реальном веществе всегда в той или иной мере необратим. Следует отметить, что при некоторых частотах поляризационные потери могут быть очень малы, но все же не равны нулю.

## 4.2 Пассивные диэлектрики

Зависимость  $P(E)$  для большинства диэлектриков, если электрическое поле невелико, носит линейный характер, а  $\varepsilon(E) = \text{const}$ . Это свойство используют в пассивных диэлектриках.

Пассивные диэлектрики по механизму поляризации молекул делят на *неполярные диэлектрики*, *полярные диэлектрики*, *ионные соединения*.

Примером неполярных диэлектриков, применяемых в качестве электроизоляционных материалов, являются *углеводороды*, *нефтяные масла*, *полиэтилен*, *полистирол* и другие. К полярным диэлектрикам относятся *фенолоформальдегидные и эпоксидные смолы*, *кремнийорганические соединения*, *хлорированные углеводороды* и другие. Ионные соединения представляют собой *твердые неорганические диэлектрики* с ионным типом химических связей. Принято выделять группу диэлектриков с быстрыми видами поляризаций (электронной и ионной) и замедленными видами поляризаций релаксационного типа, накладывающихся на электронную и ионную поляризацию. К диэлектрикам, у которых наблюдаются только быстрые виды поляризаций, относятся кристаллические вещества с плотной упаковкой ионов (*кварц*, *слюда*, *двуокись титана* и другие). Ко второй группе диэлектриков относятся *неорганические стекла*, *керамика*, *ситаллы*, *микалекс* и другие.

*Нефтяные масла (трансформаторное, конденсаторное, кабельное)* – неполярные жидкие диэлектрики с электронной поляризацией и ионной проводимостью.

В неполярных жидких диэлектриках диссоциация молекул незначительна, число носителей заряда невелико и проводимость мала. Источниками ионов могут быть различные примеси и влага. Диэлектрические потери в нефтяных маслах невелики и обусловлены током сквозной проводимости.

Электрофизические характеристики трансформаторного масла: диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 2,1-2,5$ ; удельное электрическое сопротивление  $\rho = 10^{11}-10^{13}$  Ом·м; тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta = 20 \cdot 10^{-4}$ ; напряженность пробоя  $E_{\text{пр}} = 20-25$  МВ/м; температура вспышки  $T_{\text{всп}} = 135$  °С; температура застывания  $T_3 = -45$  °С. Конденсаторное и кабельное масла имеют более низкие диэлектрические потери и более высокую электрическую прочность –  $\text{tg}\delta = (3-5) \cdot 10^{-4}$ ,  $E_{\text{пр}} = 25-30$  МВ/м.

Свойства масел зависят от температуры. При повышении температуры уменьшаются вязкость и плотность масел, возрастают подвижность ионов, диссоциация молекул примеси и ионная проводимость. В результате  $\text{tg}\delta$  увеличивается, а диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ , удельное электрическое сопротивление  $\rho$  и напряженность пробоя  $E_{\text{пр}}$  уменьшаются.

К достоинствам масел относятся высокие электроизоляционные свойства, доступность и невысокая стоимость. Недостатки нефтяных масел: легкая воспламеняемость, сильная зависимость вязкости от температуры, сильная зависимость электрической прочности от содержания примесей и влаги, склонность к старению.

Хлорированные углеводороды (совол, совтол), кремнийорганические и фторорганические являются синтетическими жидкими диэлектриками, обладают рядом преимуществ по сравнению с нефтяными маслами и применяются в условиях повышенных тепловых нагрузок и напряженности электрического поля.

*Хлорированные углеводороды* – продукты хлорирования дифенила ( $\text{C}_{12}\text{H}_{10}$ ). Хлорированные углеводороды относятся к полярным

диэлектрикам, наряду с молекулами примесей могут диссоциировать и их собственные молекулы, что приводит к большей электропроводности ( $\rho = 10^9 - 10^{11}$  Ом·м).

Поляризация жидкостей, содержащих дипольные молекулы, определяется электронной поляризацией и дипольно-релаксационной поляризацией. Поэтому у них диэлектрическая проницаемость имеет более высокие значения ( $\epsilon = 5,0$ ), чем у нефтяных масел.

Дипольно-релаксационная поляризация существенно влияет на общий уровень диэлектрических потерь. В нормальных условиях  $\text{tg}\delta = 10^{-2} - 10^{-3}$ . При повышении температуры и увеличении частоты электрического поля диэлектрические потери сильно возрастают, поэтому частотный диапазон применения хлорированных углеводородов ограничен низкими частотами. Электрическая прочность большинства жидкостей на основе хлорированных углеводородов составляет 18–20 МВ/м.

Совол применяется главным образом для пропитки конденсаторной бумаги, что позволяет повысить емкость конденсатора на 50 %. Совтол применяется как заменитель трансформаторного масла.

*Кремнийорганические жидкости* являются полимерами и по своим диэлектрическим характеристикам близки к неполярным диэлектрикам ( $\epsilon = 2,4 - 2,5$ ;  $\text{tg}\delta = 3 \cdot 10^{-4}$ ;  $\rho = 10^{11} - 10^{12}$  Ом·м;  $E_{\text{пр}} = 18 - 20$  МВ/м). Кремнийорганические жидкости используются в импульсных трансформаторах и специальных конденсаторах.

*Фторорганические жидкости* представляют собой молекулярные соединения фтора с углеродом и являются неполярными диэлектриками. Электрофизические характеристики фторорганических жидкостей:  $\epsilon = 1,9 - 2,0$ ;  $\text{tg}\delta = (1 - 2) \cdot 10^{-4}$ ;  $\rho = 10^{12} - 10^{14}$  Ом·м;  $E_{\text{пр}} = 14 - 18$  МВ/м.

Большинство неорганических твердых диэлектриков имеет ионно-кристаллическое строение, отличается высокой электрической прочностью и стойкостью к нагреванию. Основными неорганическими твердыми диэлектриками являются *слюда, стекла, керамика, ситаллы*.

*Слюда* – минерал ионно-кристаллического строения, важнейший из природных электроизоляционных материалов, обладает



высокими электроизоляционными свойствами, высокой стойкостью к нагреванию, механической прочностью, гибкостью.

Слюда встречается в виде кристаллов, характерной особенностью которых является способность легко расщепляться на тонкие пластины по плоскости спайности.

Синтетическая слюда, в отличие от природной, не содержит химически связанной воды и загрязняющих примесей, поэтому значительно превосходит природную слюду по стойкости к нагреванию и электрическим свойствам, но более хрупкая, менее гибкая и более дорогая.

Вследствие ярко выраженной кристаллографической анизотропии диэлектрические свойства слюды зависят от направления электрического поля. Основные диэлектрические характеристики слюды: диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 5-7$ ; тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta = (5-50) \cdot 10^{-4}$ ; удельное электрическое сопротивление  $\rho = 10^{13}$  Ом·м; напряженность пробоя  $E_{\text{пр}} = 12$  МВ/м.

*Стекла* – неорганические твердые вещества, в которых отсутствует дальний порядок в расположении частиц.

Диэлектрическими свойствами обладают только оксидные стекла на основе  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ . Наибольшее распространение получили *силикатные стекла* на основе двуокиси кремния  $\text{SiO}_2$ .

В зависимости от состава силикатные стекла делят на группы:

- *щелочные стекла*, которые, помимо стеклообразующих оксидов, содержат оксиды щелочных металлов ( $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{K}_2\text{O}$ ), отличаются пониженными электрическими свойствами, невысокой стойкостью к нагреванию, но легко обрабатываются;

- *бесщелочные стекла*, которые не содержат оксидов щелочных металлов, обладают более высокой стойкостью к нагреванию и высокими электрическими свойствами;

- *щелочные стекла с добавлением оксидов тяжелых металлов* (например, свинца и бария), которые удовлетворительно обрабатываются, а по электрическим свойствам приближаются к бесщелочным стеклам.

Стекла обладают высокой прочностью на сжатие, но малой прочностью на растяжение, твердостью в сочетании с хрупкостью. Электрические свойства стекол зависят от состава и меняются в следующих пределах:  $\varepsilon = 3,8 - 16$ ;  $\operatorname{tg}\delta = (1-100) \cdot 10^{-4}$ ;  $\rho = 10^6 - 10^{16} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ;  $E_{\text{пр}} = 30 - 150 \text{ МВ/м}$ .

Из стекол следует отметить кварцевое. По электрическим параметрам кварцевое стекло относится к лучшим высокочастотным диэлектрикам ( $\varepsilon = 3,8$ ;  $\operatorname{tg}\delta = 2 \cdot 10^{-4}$  на частоте 1 МГц). Из всех стекол кварцевое стекло (чистая двуокись кремния) имеет самое большое удельное сопротивление ( $\rho > 10^{16} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ). Высокая прозрачность для излучения в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной области делают кварцевое стекло ценным оптическим материалом. Температурный коэффициент линейного расширения ( $\alpha_l = 0,01 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ ) кварцевого стекла имеет самое малое значение из всех известных веществ. Предел прочности на растяжение ( $\sigma_{\text{раст}} = 60 \text{ МПа}$ ) и сжатие ( $\sigma_{\text{сж}} = 2500 \text{ МПа}$ ) значительно выше, чем у других стекол. Кварцевое стекло очень стойко к нагреванию (до  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

Стекла классифицируют и по техническому назначению: *электровакуумные стекла, изоляторные стекла, лазерные стекла, стекловолокно*.

*Электровакуумное стекло* применяется для изготовления электровакуумных приборов. По химическому составу электровакуумные стекла относятся к группе силикатных ( $\text{B}_2\text{O}_3 + \text{SiO}_2$ ) или алюмосиликатных ( $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{SiO}_2$ ) с добавками щелочных оксидов. Определяющим параметром для электровакуумного стекла является температурный коэффициент линейного расширения  $\alpha_l$ . Поскольку стекла относятся к материалам с малым значением температурного коэффициента линейного расширения, то в них удается спаивать только такие металлы или металлические сплавы, у которых величина температурного коэффициента линейного расширения близка величине температурного коэффициента линейного расширения стекла. Электровакуумные стекла подразделяются на *платиновые, молибденовые и вольфрамовые*. Названия определя-

ются не составом стекла, а температурными коэффициентами линейного расширения стекла и соответствующего металла.

*Изоляторные стекла* используются для герметизации выводов элементов электронной техники, например конденсаторов, диодов, транзисторов.

*Лазерные стекла* применяются в качестве рабочего тела в твердых лазерах. Центрами излучения являются активные ионы, равномерно распределенные в диэлектрической прозрачной матрице. Наиболее часто применяют баритовый крон ( $\text{BaO} - \text{K}_2\text{O} - \text{SiO}_2$ ), активированный ионами неодима  $\text{Nd}^{3+}$ . Преимущества лазерных стекол перед монокристаллами – оптическая однородность, изотропность свойств, высокая технологичность, низкая теплопроводность.

*Стекловолокно* производят из расплавленной стекломассы вытяжкой через фильеру с быстрой намоткой на вращающийся барабан. Такая технология позволяет получать весьма тонкие (диаметром от 4 до 7 мкм) стеклянные волокна, достаточно гибкие и прочные, чтобы из них методом текстильной технологии получать стеклянные ткани и ленты. Преимуществами стекловолокнистой изоляции перед изоляцией из органических волокон являются высокая стойкость к нагреванию, значительная прочность, малая гигроскопичность, хорошие электроизоляционные свойства.

*Ситаллы* – стеклокристаллические материалы, получаемые путем стимулированной кристаллизации стекол.

В качестве катализаторов кристаллизации используют  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{FeS}$ ,  $\text{V}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{V}_2\text{O}_5$ , фториды и фосфаты щелочных и щелочно-земельных металлов. Структура ситаллов представляет собой смесь мелких (0,1–1 мкм) беспорядочно ориентированных кристаллов (60–95 % кристаллической фазы) в окружении остаточного стекла (5–40 % аморфной фазы). По строению ситаллы занимают промежуточное положение между стеклами и керамикой. Ситаллы отличаются от стекол тем, что имеют в основном кристаллическое строение, а от керамики значительно меньшим размером кристаллических зерен. Для ситаллов характерна повышенная механическая прочность, которая мало изменяется при нагреве до 700–900 °С, высокая теплопроводность и удовлетворительные

электрические параметры –  $\varepsilon = 5-7$ ;  $\operatorname{tg}\delta = (10-800) \cdot 10^{-4}$ ;  $\rho = 10^8-10^{12}$  Ом·м;  $E_{\text{пр}} = 25-75$  МВ/м. Ситаллы применяются для изготовления подложек интегральных микросхем, тонкопленочных резисторов, деталей электровакуумных приборов, конденсаторов и других дискретных элементов электронной техники.

*Керамика* – материал электронной техники (керамический материал), полученный спеканием порошкообразных неорганических веществ.

По структуре керамический материал состоит из кристаллической фазы, участки которой сцементированы аморфной стекловидной фазой. В керамике также присутствует газовая фаза (в закрытых порах), что способствует повышенной гигроскопичности. Кроме того, присутствие газовой фазы снижает механическую и электрическую прочность материала и его диэлектрическую проницаемость.

По применению различают установочную керамику (*корундовая керамика, брокерит, цельзиановая керамика, стеатитовая керамика, форстеритовая керамика*) и конденсаторную керамику (*титановая, титано-циркониевая, лантановая, станнатная*). Установочная керамика используется для изготовления корпусов и подложек резисторов, интегральных микросхем, дискретных транзисторов, диодов и других элементов электронной техники. Конденсаторная керамика используется для производства низкочастотных и высокочастотных конденсаторов. Для конденсаторной керамики характерны высокая диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$ , слабая зависимость  $\varepsilon$  от температуры, малые диэлектрические потери, минимальная зависимость  $\varepsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$  от напряженности электрического поля, высокие значения  $\rho$ ,  $\rho_s$ ,  $E_{\text{пр}}$ . Перечисленные виды конденсаторной керамики по структуре являются твердыми растворами. Изменяя состав твердых растворов, можно получить незначительный температурный коэффициент диэлектрической проницаемости как с положительным, так и с отрицательным знаком – такая керамика используется для изготовления высокочастотных конденсаторов со стабильными относительно изменения температуры параметрами.

*Органические твердые диэлектрики на основе полимеров* – высокомолекулярных соединений, молекулы которых состоят из большого числа повторяющихся звеньев, соединенных химическими связями. Многие полимеры называют смолами по аналогии с природными смолами за их способность проявлять клейкость при нагреве. Полимеры получают из простых веществ путем *полимеризации* или *поликонденсации*. Основа строения полимера – макромолекула, в которой различают главную цепь и боковые группы.

По химическому составу различают *органические* и *элементоорганические* полимеры. В органических полимерах главная цепь состоит из углерода с кислородом, азотом, серой, фосфором, которые образуют с углеродом органические соединения. В элементоорганических полимерах главная цепь образована неорганическими соединениями с органическими боковыми группами.

По строению макромолекул различают *линейные* и *пространственные* полимеры. В линейных полимерах макромолекулы представляют собой цепочки повторяющихся звеньев. В пространственных полимерах макромолекулы связаны в общую сетку, при этом молекулярный вес резко возрастает. *Линейные полимеры* – термопластичные материалы, которые в зависимости от температуры могут находиться в трех физических состояниях – стеклообразном, высокоэластичном и вязкотекучем. *Пространственные полимеры* – термореактивные материалы, свойства которых мало зависят от температуры. Свойства линейных и пространственных полимеров существенно отличаются. Линейные полимеры эластичные, при повышении температуры размягчаются и расплавляются, растворяются в специальных растворителях. Пространственные полимеры обладают повышенной прочностью, твердостью, при высоких температурах в них происходят необратимые структурные изменения (растрескивание, обугливание и т.п.) с потерей электроизоляционных свойств, они нерастворимы. Линейные полимеры из-за слабого межмолекулярного взаимодействия образуют с некоторыми растворителями вязкие растворы, из которых получают прочные пленки и волокна. Термореактивные полимеры широко используются при производстве композиционных пластмасс.

Различают *высокочастотные линейные полимеры* и *низкочастотные линейные полимеры (полярные термопласты)*.

К высокочастотным диэлектрикам относятся неполярные линейные полимеры с электронной поляризацией: *полиэтилен, полистирол, политетрафторэтилен (фторопласт – 4)*. Основные свойства неполярных полимеров:

- полиэтилен –  $\rho = 10^{15}$  Ом·м;  $\varepsilon = 2,3-2,4$ ;  $\operatorname{tg}\delta = (2-5) \cdot 10^{-4}$ ;
- полистирол –  $\rho = 10^{16}$  Ом·м;  $\varepsilon = 2,5-2,6$ ;  $\operatorname{tg}\delta = (2-4) \cdot 10^{-4}$ ;
- фторопласт –  $\rho = 10^{16}$  Ом·м;  $\varepsilon = 1,9-2,2$ ;  $\operatorname{tg}\delta = (2-3) \cdot 10^{-4}$ .

К полярным термопластам относятся *поливинилхлорид, полиэтилентерефталат, полиамидные смолы*, для которых характерна дипольно-релаксационная поляризация и пониженные электроизоляционные свойства:  $\rho = (10^{10}-10^{13})$  Ом·м;  $\varepsilon = 4-7$ ;  $\operatorname{tg}\delta = 0,01-0,1$  при  $f = 10^6$  Гц.

*Пластмассы* – композиционные материалы на основе полимеров.

## Контрольные вопросы

- 4.1 Какие вещества относят к диэлектрикам?
- 4.2 Что характеризует поляризованность диэлектриков?
- 4.3 Какие виды упругой поляризации известны?
- 4.4 В чем различие между ионной и ионно-релаксационной поляризацией?
- 4.5 Что понимают под линейными и нелинейными, полярными и неполярными диэлектриками?
- 4.6 Какие виды электропроводности диэлектриков различают?
- 4.7 Что называют диэлектрическими потерями?
- 4.8 Почему диэлектрики не используют в качестве датчиков температуры, несмотря на сильную температурную зависимость их проводимости?
- 4.9 Какие механизмы пробоя твердых диэлектриков известны?
- 4.10 Какие полимеры используются в качестве высокочастотных диэлектриков и почему?
- 4.11 Какие виды стекол нашли наиболее широкое применение в электронной технике?

## 5 КОНДЕНСАТОРЫ

### 5.1 Классификация конденсаторов

*Конденсатор* – пассивный элемент электронной цепи, обеспечивающий накопление энергии электрического поля.

Конденсаторы являются одними из самых распространенных компонентов электронной техники, а мировое производство конденсаторов представляет собой мощную индустрию с ежегодным приростом выпуска около 30 % [12]. Происходят и значительные качественные изменения в номенклатуре конденсаторов, связанные с внедрением новых материалов и технологий, конструктивных решений, отражающих требования и тенденции развития электронной техники.

Основным параметром конденсатора является его *электрическая емкость*, которая служит коэффициентом пропорциональности между зарядом  $q$  конденсатора и напряжением  $U$  на его электродах:  $q = CU$ .

Электрическая емкость конденсатора зависит от его размеров и конфигурации, а также от диэлектрической среды между электродами и для плоского конденсатора определяется выражением  $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$ , где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость;  $S$  – площадь электродов;  $d$  – расстояние между электродами.

подавляющее большинство материалов, используемых в конденсаторах, обладает линейными свойствами, что означает практически отсутствие зависимости диэлектрической проницаемости материалов от напряженности электрического поля. Типичными представителями нелинейных материалов являются сегнетоэлектрики. У конденсаторов на основе сегнетоэлектриков в определенном интервале температур наблюдается отсутствие пропорциональности между напряжением и зарядом, поэтому в общем случае справедливым оказывается выражение  $C = dq / dU$ .

Важнейшим параметром конденсатора является его *номинальное напряжение*.

В нормативной документации на конденсаторы под номинальным напряжением понимается то предельное напряжение, при котором конденсатор может работать в заданных условиях с обеспечением определенных показателей надежности и долговечности и сохранением нормируемых параметров в допускаемых пределах. В зависимости от назначения конденсатора номинальное напряжение может быть задано постоянным, переменным, импульсным и т.п.

Для правильного выбора конденсатора необходимыми и важными являются сведения о параметрах, описывающих ряд свойств конденсатора, в отличие от идеального конденсатора, который характеризуется одним параметром – электрической емкостью. В первом приближении свойства реального конденсатора могут быть представлены его схемой замещения (рисунок 5.1).

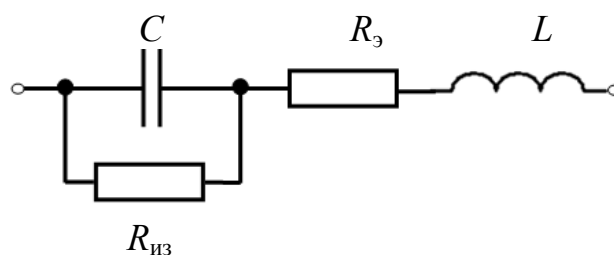


Рисунок 5.1 – Схема замещения конденсатора

Отличие реального конденсатора от идеального определяется объемной и поверхностной проводимостью диэлектрика, элементов его конструкции и корпуса (или оболочки). Доля каждой составляющей общей проводимости существенным образом зависит от вида диэлектрика, конструктивного оформления конденсатора, его емкости и номинального напряжения. В зависимости от вида конденсатора его общая проводимость нормируется либо предельным значением сопротивления изоляции  $R_{из}$ , либо значением тока утечки  $I_{ут}$  при номинальном напряжении. Следует отметить, что с увеличением емкости конденсатора все большая доля его проводимости приходится на объемную проводимость диэлектрика, а это в свою очередь определяет практически обратно пропорциональную зависимость сопротивления изоляции от емкости конденсатора. Поэтому в нормативной документации для конденсаторов относи-



тельно большой емкости приводят постоянную времени, равную  $R_{из}C$ . Кроме того, сопротивление изоляции и ток утечки конденсатора в значительной степени зависят от температуры и влажности окружающей среды и в общем случае от напряжения и времени действия напряжения.

Другим отличием реального конденсатора являются потери энергии, связанные с поляризацией диэлектрика (диэлектрические потери) и прохождением тока по электродам и выводам конденсатора. Доля каждой составляющей общих потерь зависит от вида диэлектрика и конструкции конденсатора и в общем случае может изменяться в зависимости от частоты воздействующего на конденсатор напряжения. Суммарные потери энергии в конденсаторе при воздействии на него переменного напряжения определяются *тангенсом угла диэлектрических потерь* ( $\text{tg}\delta$ ). Поскольку параметр  $\text{tg}\delta$  имеет физический смысл только при гармонической форме воздействующего напряжения, то при более сложных формах напряжения на конденсаторе, а также для характеристики его добротности при частотах, близких к резонансной, потери энергии в конденсаторе характеризуют величиной эквивалентного последовательного сопротивления  $R_3$ .

Конденсатор как накопитель электрического заряда и энергии отличается от других видов накопителей тем, что в нем накопление энергии происходит в электрическом поле между его электродами. Поэтому основные параметры и свойства конденсатора определяются параметрами и свойствами среды, т.е. материалов, в которых формируется электрическое поле конденсатора.

Большая часть современной номенклатуры конденсаторов для электронной техники создается на основе трех видов конденсаторов, у которых электрическое поле сосредоточено в поляризованном диэлектрике [12, 13]:

- *керамических конденсаторов;*
- *конденсаторов с оксидным диэлектриком;*
- *конденсаторов с органическим диэлектриком.*

В последние годы все большее применение в электронной технике находят так называемые *конденсаторы с двойным*

*электрическим слоем (ионисторы)*, у которых электрическое поле сосредоточено в двойном электрическом слое [14].

Наибольшая доля мирового выпуска конденсаторов приходится на *керамические конденсаторы*, диэлектриком которых являются поликристаллические структуры на основе оксидов металлов и их соединений, в основном в виде твердых растворов [13, 15]. Современные физические представления о связи химического состава и структуры керамических конденсаторных материалов с их диэлектрическими и физико-химическими характеристиками позволяют, варьируя рецептурой и технологическими режимами, получать конденсаторные материалы с широким диапазоном диэлектрической проницаемости – от единиц до десятков тысяч. Основой керамических материалов с высокой диэлектрической проницаемостью являются соединения, относящиеся к классу сегнетоэлектриков, поэтому данные материалы в большей или меньшей степени характеризуются нелинейными свойствами и специфическими температурными зависимостями диэлектрической проницаемости.

В *конденсаторах с оксидным диэлектриком* в качестве диэлектрического материала, определяющего потребительские свойства и основные характеристики этого вида конденсаторов, используются оксидные слои на металлах – алюминии, тантале, ниобии. Ориентировочные значения относительной диэлектрической проницаемости оксидных слоев составляют:  $Al_2O_3$  – 10,  $Ta_2O_5$  – 25,  $Nb_2O_5$  – 40. В общем случае в зависимости от требований к конденсаторам и технологических возможностей оксидные слои могут формироваться как непосредственно на поверхности фольги из указанных металлов, так и на развитой поверхности объемно-пористого тела на основе порошков из тех же металлов. Конденсаторы с оксидным диэлектриком, как правило, являются полярными, при этом одним из электродов (анод) является металл (алюминий, тантал, ниобий). Вторым электродом (катод) является электролит либо, что характерно для конденсаторов относительно малой емкости с объемно-пористым анодом, слой полупроводника, например двуокиси марганца.

В современных *конденсаторах с органическим диэлектриком* в качестве основного диэлектрического материала широко исполь-

зуются различные полимерные пленки толщиной от единиц до десятков микрометров, основными из которых являются полипропиленовая с  $\varepsilon \approx 2$  и полиэтилентерефталатная с  $\varepsilon \approx 3,2$ .

Диапазоны реализуемых емкостей на том или ином виде диэлектрика определяются не только диэлектрической проницаемостью, но и технологическими возможностями реализации толщины диэлектрика и площади электродов конденсатора. Диапазон номинальных напряжений конденсаторов на том или ином виде диэлектрика определяется диапазоном реализуемых толщин диэлектрика и уровнем рабочей напряженности электрического поля в нем, которая в свою очередь зависит от электрической прочности используемых материалов и требований к электрическим режимам и долговечности конденсатора.

На рисунке 5.2 представлены наиболее характерные сочетания диэлектрической проницаемости и практически реализуемых толщин диэлектриков для современных оксидных, органических и керамических конденсаторов.

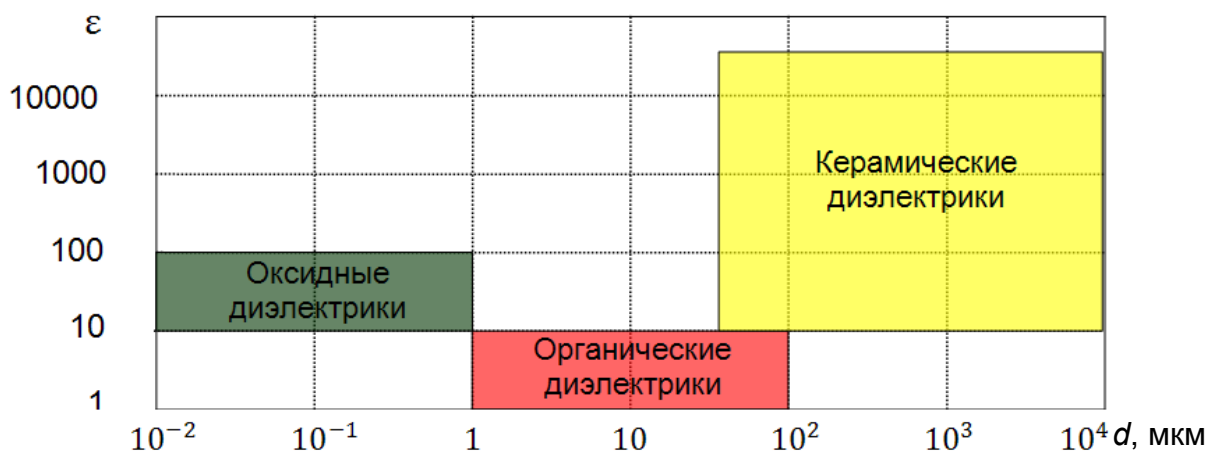


Рисунок 5.2 – Зависимость диэлектрической проницаемости от толщины диэлектриков для оксидных, органических и керамических конденсаторов

Рассматриваемые виды диэлектрических материалов для конденсаторов существенно отличаются друг от друга не только значениями диэлектрической проницаемости и технологически реализуемыми диапазонами толщин, но и значениями электрической прочности. Так, значения рабочей напряженности электрического

поля в керамических конденсаторах не превышают единиц киловольт на миллиметр, в конденсаторах с органическим диэлектриком рабочая напряженность электрического поля составляет десятки киловольт на миллиметр, а рабочая напряженность электрического поля в конденсаторах с оксидным диэлектриком достигает сотен киловольт на миллиметр.

Совокупность характеристик различных видов диэлектриков и технологических особенностей переработки соответствующих материалов определяют диапазоны реализации номинальных емкостей и напряжений конденсаторов. В связи с тем что в ионисторах роль поляризованного диэлектрика выполняет двойной электрический слой, образующийся на границе электрода и электролита при напряжениях ниже потенциала начала химической реакции на электроде, номинальное напряжение отдельного ионистора зависит от материала электролита и лежит в пределах десятых долей – единиц вольт. За счет последовательного соединения рабочие напряжения блоков ионисторов повышают до десятков вольт. Высокая емкость ионисторов достигается за счет использования в электродах специальных углеродных материалов с высокой удельной поверхностью.

На рисунке 5.3 представлены наиболее характерные области номинальных емкостей и напряжений керамических конденсаторов, конденсаторов с органическим диэлектриком и конденсаторов с оксидным диэлектриком.

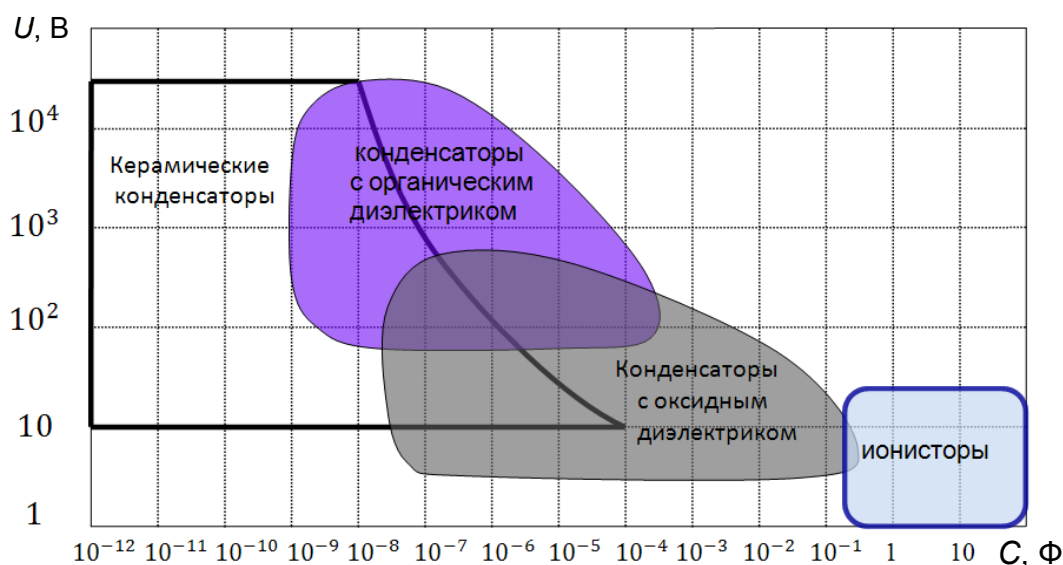


Рисунок 5.3 – Области номинальных емкостей и напряжений конденсаторов

Рисунок 5.3 дает общие представления о возможностях реализации основных параметров конденсаторов на определенных диэлектрических материалах и позволяет определить области номинальных значений емкостей и напряжений. Из рисунка следует, что область относительно малых емкостей в широком интервале напряжений является прерогативой керамических конденсаторов, в области больших емкостей и относительно малых напряжений доминируют конденсаторы с оксидным диэлектриком и конденсаторы с двойным электрическим слоем. Область сочетания относительно больших емкостей и напряжений (область относительно больших единичных зарядов и энергий конденсаторов) оптимально реализуется на органическом диэлектрике. Существует и достаточно обширная область, в которой возможен и целесообразен выбор типа конденсатора, в наибольшей степени отвечающего комплексу предъявляемых требований, а для этого необходимо знать особенности каждого вида конденсаторов.

*Керамические конденсаторы* отличаются наиболее широким диапазоном номинальных напряжений и подразделяются на низковольтные ( $U_n < 1600 \text{ В}$ ) и высоковольтные ( $U_n \geq 1600 \text{ В}$ ), а также на конденсаторы общего назначения и конденсаторы специального назначения. Конденсаторы общего назначения, как правило, используются в широком диапазоне электрических режимов с преимущественным воздействием постоянной составляющей напряжения. Керамические конденсаторы представлены широкими унифицированными сериями, конструкция и технология которых ориентированы на крупносерийное и массовое производство. Обычно эти серии имеют несколько групп, отличающихся температурной стабильностью емкости. Поскольку диэлектрические проницаемости керамических материалов различных групп стабильности существенно отличаются, конденсаторы с повышенной температурной стабильностью емкости при прочих равных условиях имеют большие габариты и соответственно массу. Примерами керамических конденсаторов общего назначения являются типы К10-47, К10-69 (низковольтные), К15-20 (высоковольтные) и другие.

Конструкция и технология *керамических конденсаторов специального назначения* ориентированы на реализацию определенных специальных требований к параметрам или электрическим режимам их работы. Примерами являются прецизионные конденсаторы К10-68, отличающиеся повышенными требованиями к допускам по емкости (1 %, 2 %, 5 %) и частым рядом номинальных значений емкости, а также конденсаторы К10-57, К10-65, К15-33 с повышенными значениями допустимой переменной составляющей напряжения. Поскольку в этих конденсаторах используются высокочастотные материалы, диэлектрические потери в которых пренебрежимо малы в широком диапазоне частот, основным фактором, ограничивающим допустимые переменные высокочастотные составляющие напряжения, являются потери в электродах и контактных узлах конденсатора. Поэтому указанные типы конденсаторов имеют специальную конструкцию, позволяющую заметно снизить их эквивалентное последовательное сопротивление и соответственно реализовать существенно повышенные допускаемые значения реактивной мощности и реактивных токов по сравнению с конденсаторами общего назначения. Еще одним примером специальных керамических конденсаторов являются помехоподавляющие конденсаторы, для которых нормируется вносимое затухание в определенном диапазоне частот. Основная часть современной номенклатуры как низковольтных, так и высоковольтных керамических конденсаторов имеет многослойную конструкцию, пригодную и для монтажа на поверхности.

*Конденсаторы с оксидным диэлектриком*, применяемые в современной электронной технике, различают [16, 17]:

- по материалу основы оксидного слоя – *алюминиевые, танталовые, ниобиевые*;
- по конструкции анода – *фольговые* и *объемно-пористые*;
- по материалу катода – *оксидно-электролитические* и *оксидно-полупроводниковые*.

Наибольшее распространение в современной электронной технике находят *алюминиевые фольговые оксидно-электролитические конденсаторы, танталовые объемно-пористые оксидно-электролитические конденсаторы, танталовые объемно-пористые оксид-*

*но-полупроводниковые конденсаторы, ниобиевые объемно-пористые оксидно-полупроводниковые конденсаторы.*

Каждый из указанных видов конденсаторов с оксидным диэлектриком имеет свои области реализации емкостей и напряжений и свои области применения. Так, в соответствии с физической природой оксидного слоя и спецификой технологии изготовления номинальные напряжения алюминиевых конденсаторов, как правило, не превышают 600 В, танталовых оксидно-электролитических – 125 В, танталовых и ниобиевых оксидно-полупроводниковых – 50 В. При прочих равных условиях танталовые конденсаторы по сравнению с алюминиевыми конденсаторами имеют меньшие габариты и меньшее эквивалентное последовательное сопротивление, что особенно важно для обеспечения работоспособности в области низких температур. Следует отметить, что эквивалентное последовательное сопротивление или близкое по значению полное сопротивление конденсатора при частотах, близких резонансной, являются для конденсаторов с оксидным диэлектриком важнейшими параметрами, определяющими выбор того или иного конденсатора в каждом конкретном случае. Именно эти параметры ограничивают рабочий диапазон частот и соответственно область применения танталовых оксидно-электролитических конденсаторов, несмотря на их лучшие массогабаритные характеристики и возможность реализации больших номинальных емкостей и напряжений по сравнению с оксидно-полупроводниковыми танталовыми конденсаторами. Конструктивно-технологические особенности оксидно-полупроводниковых конденсаторов позволяют реализовать характерный для них диапазон емкостей и напряжений, в том числе в исполнении для монтажа на поверхности. Для ниобиевых оксидно-полупроводниковых конденсаторов по сравнению с аналогичными танталовыми конденсаторами свойственны несколько меньшие предельные значения номинального напряжения и существенно больший ток утечки. Последнее обстоятельство не позволяет в ряде случаев осуществить эквивалентную замену танталовых конденсаторов ниобиевыми, несмотря на меньшую стоимость последних. Примерами современных конденсаторов общего назначения являются оксидно-электролитические конденсаторы К52-15, оксидно-полупроводниковые чип-конденсаторы для поверхностного

монтажа К53-46, К53-56, К53-56А. Примерами конденсаторов специального назначения являются высокочастотные конденсаторы К53-25, К53-28 с оригинальной конструкцией и уникальной технологией формирования объемно-пористого анода, позволяющими качественно снизить эквивалентное последовательное сопротивление и существенно расширить рабочий диапазон частот. Еще одним примером конденсаторов специального назначения являются высокотемпературные конденсаторы К52-13, максимальная рабочая температура которых составляет 250 °С.

*Конденсаторы с органическим диэлектриком* по типу диэлектрика подразделяются на *полиэтилентерефталатные*, например К73-49, К73П-3, К73-16, К73-17, К73-44, *полипропиленовые*, например К78-28, К78-31, *полиэстровые*, например К71-4, К71-5, К71-7, и *комбинированные* [18, 19].

Первые три вида конденсаторов имеют чисто пленочный диэлектрик на основе одного из указанных полимеров. Диэлектрик последнего представляет собой или комбинацию указанных пленок, или их комбинацию в любом сочетании с конденсаторной бумагой, пропитанной составом, и т.п. При прочих равных условиях конденсаторы на основе полиэтилентерефталатной пленки имеют лучшие массогабаритные характеристики, что обусловлено большей диэлектрической проницаемостью этой полярной пленки, однако уступают конденсаторам на основе полипропиленовой (неполярной) пленки по величине допустимой переменной составляющей воздействующего напряжения из-за сравнительно высоких диэлектрических потерь.

Конденсаторы с органическим диэлектриком принято делить на низковольтные и высоковольтные, а также на низкочастотные и высокочастотные. Например, низкочастотными конденсаторами с органическим диэлектриком являются низковольтные конденсаторы К73-11, К73-17, К73-50, высоковольтные конденсаторы К75-63. Примерами высокочастотных конденсаторов с органическим диэлектриком являются конденсаторы К78-2, К78-10.

Специальные конденсаторы с органическим диэлектриком включают:

- конденсаторы переменного напряжения, например К73-62;



- помехоподавляющие конденсаторы, например сетевые К73-43, проходные К73-56, опорные К73-57;
- импульсные, например К75-40, К75-80.

Конденсаторы с двойным электрическим слоем (ионисторы) имеют характерную только для этого вида область реализации номинальных емкостей и их сочетаний с номинальными напряжениями. Номенклатура ионисторов для электронной техники находится в стадии формирования. Область их применения определяется тем важным обстоятельством, что по уровню удельной энергоемкости и величине внутреннего сопротивления ионисторы занимают промежуточное положение между конденсаторами и электрохимическими источниками. Это предполагает их применение как в качестве самостоятельных накопителей заряда и энергии, так и в сочетании с другими конденсаторами и аккумуляторами. Кроме того, на применяемость ионисторов существенным образом влияет их большая по сравнению с аккумуляторами долговечность и отсутствие необходимости обслуживания, поскольку, в отличие от аккумуляторов, накопление заряда в двойном электрическом слое происходит до начала химической реакции на электроде [14].

Каждый из рассмотренных видов конденсаторов имеет свою область применения в современной электронной технике и свои тенденции развития в соответствии с эксплуатационными требованиями.

Традиционным требованием сферы применения, определяющим направления развития практически всей номенклатуры конденсаторов, является улучшение массогабаритных характеристик при сохранении высоких показателей надежности и долговечности. Реализация этих противоречивых требований возможна только на основе изыскания и исследования новых материалов, разработки и реализации в производстве новых прогрессивных технологий. Так, для снижения габаритов низковольтных конденсаторов необходим переход на толщину диэлектрика порядка единиц микрон, что в свою очередь требует проведения материаловедческих работ по изысканию новых моно- и мелкодисперсных керамических материалов, получаемых по химической технологии. Кроме того, требуется проведение технологических работ по созданию и реализации

в производстве керамических конденсаторов на базе новой технологии обработки тонкой керамической пленки и формирования на ее основе пакетов с числом слоев порядка сотен.

В области танталовых конденсаторов дальнейшее совершенствование связывается прежде всего с улучшением массогабаритных характеристик, снижением диэлектрических потерь, увеличением рабочего напряжения и единичной номинальной мощности. Решение этих задач предполагает проведение комплекса материаловедческих и технологических работ по созданию и внедрению танталовых порошков с максимально высоким удельным зарядом, конструкторских и технологических работ по созданию высокочастотных конденсаторов с плоским анодом, исследований в области органических полупроводников.

В производстве современных конденсаторов с органическим диэлектриком характерно использование полимерных материалов при плотности энергии и электрической прочности, близких к физическому пределу. Обеспечение высокой работоспособности конденсаторов при этом может быть достигнуто только путем локализации пробоев и восстановления электрической прочности диэлектрика за счет специальной структурированной металлизации пленки.

## **5.2 Основные параметры и характеристики конденсаторов**

Конденсаторы – изделия, к которым предъявляется сложный комплекс требований по их параметрам и характеристикам [18].

Эксплуатационная надежность конденсаторов во многом определяется правильным выбором их типа и использованием в режимах, не превышающих допустимые. Для правильного выбора конденсаторов необходимо на основе анализа требований к электронной технике определить:

- значения номинальных параметров и допустимые их изменения в процессе эксплуатации (емкость, напряжение, сопротивление изоляции и др.);
- допустимые режимы и рабочие электрические нагрузки (диапазон рабочих частот, амплитуда и частота переменной состав-

ляющей напряжения, реактивная мощность, параметры импульсного режима и др.);

- эксплуатационные факторы (интервал рабочих температур, значение относительной влажности окружающей среды и др.).

В целях повышения надежности и долговечности конденсаторов во всех возможных случаях следует использовать их при менее жестких нагрузках и в облегченных режимах по сравнению с допустимыми нагрузками и режимами.

Параметры конденсаторов характеризуют эксплуатационные возможности конкретного типа конденсатора в конкретной электронной цепи. Основными электрическими параметрами конденсаторов являются: *номинальная емкость  $C_{\text{НОМ}}$  и допустимое отклонение емкости от номинала  $\pm\Delta C$ ; номинальное напряжение  $U_{\text{НОМ}}$  и номинальный ток  $I_{\text{НОМ}}$ ; тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta$ ; сопротивление изоляции  $R_{\text{ИЗ}}$  и ток утечки  $I_{\text{УТ}}$ ; температурный коэффициент емкости (ТКЕ) [17].*

Номинальная емкость  $C_{\text{НОМ}}$  и допустимое отклонение емкости от номинала  $\pm\Delta C$  являются основными параметрами конденсатора.

*Номинальная емкость* – электрическая емкость, значение которой обозначено на конденсаторе или указано в нормативной документации. Номинальные емкости конденсаторов стандартизованы в соответствии с ГОСТ 28884-90 (МЭК 63-63) «Ряды предпочтительных значений для резисторов и конденсаторов».

Для конденсаторов общего назначения ГОСТ 28884-90 предусматривает шесть рядов номинальных емкостей: E6, E12, E24, E48, E96, E192 (цифра после буквы E указывает количество номинальных значений емкостей конденсаторов в данном ряду). Числа, приведенные в таблице 5.1 [9], и группы чисел, кратные 10, составляют ряды предпочтительных чисел номинальных значений емкости конденсаторов и соответствующие им допускаемые отклонения. Принцип построения рядов E48, E96 и E192 аналогичен принципу построения рядов E6, E12 и E24, возрастает лишь число промежуточных значений. Числа, указанные в ГОСТ 28884-90 для рядов E48, E96, E192, и группы чисел, полученные путем умножения или деления их на 10 или на числа, кратные 10, составляют ряды предпочтительных чисел и соответствующие им допускаемые

отклонения номинальных значений емкостей конденсаторов. Эти ряды распространяются только на конденсаторы с допусками жестче  $\pm 5\%$  и на случаи, когда ряд E24 неприемлем из-за особых требований.

Таблица 5.1 – Числовые коэффициенты для определения номинальных значений емкостей конденсаторов

Обозначение ряда	Числовые коэффициенты	Допускаемые отклонения
E6	1,0; 1,5; 2,2; 3,3; 4,7; 6,8	$\pm 20\%$
E12	1,0; 1,2; 1,5; 1,8; 2,2; 2,7; 3,3; 3,9; 4,7; 5,6; 6,8; 8,2	$\pm 10\%$
E24	1,0; 1,1; 1,2; 1,3; 1,5; 1,6; 1,8; 2,0; 2,2; 2,4; 2,7; 3,0; 3,3; 3,6; 3,9; 4,3; 4,7; 5,1; 5,6; 6,2; 6,8; 7,5; 8,2; 9,1	$\pm 5\%$

ГОСТ 28884-90 устанавливает и дополнительные требования к конденсаторам, необходимые для выбора их параметров:

- допускаемые отклонения емкости от номинальной для конденсаторов постоянной емкости с номинальной емкостью 10 пФ и более следует выбирать из ряда  $\pm 0,1$ ;  $\pm 0,25$ ;  $\pm 0,5$ ;  $\pm 1$ ;  $\pm 2$ ;  $\pm 5$ ;  $\pm 10$ ;  $\pm 20$ ;  $\pm 30$ ;  $+30-10$ ;  $+50-10$ ;  $+50-20$ ;  $+75-10$ ;  $+80-10$ ;  $+100-10$ .
- допускаемые отклонения емкости от номинальной для конденсаторов постоянной емкости с номинальной емкостью менее 10 пФ следует выбирать из ряда  $\pm 0,1$ ;  $\pm 0,25$ ;  $\pm 0,5$ ;  $\pm 1$ ;  $\pm 2$  пФ.

*Номинальное напряжение  $U_{\text{ном}}$*  – предельное напряжение, при котором конденсатор может работать в заданных условиях с обеспечением определенных показателей надежности и долговечности и сохранением нормируемых параметров в допускаемых пределах.

Номинальное напряжение устанавливается с необходимым запасом по отношению к электрической прочности диэлектрика, исключающим возникновение в течение гарантированного срока службы интенсивного старения диэлектрика, которое приводит к существенному ухудшению электрических характеристик конденсаторов.

Значение номинального напряжения зависит от длительности сохранения электрической прочности диэлектрика, которая в свою очередь зависит от вида электрического напряжения (постоянное,

переменное, импульсное), температуры и влажности окружающей среды, а также от времени эксплуатации конденсатора. Номинальное напряжение конденсаторов многих типов уменьшается с ростом температуры окружающей среды, так как с увеличением температуры, как правило, ускоряются процессы старения диэлектрика. При эксплуатации конденсаторов на переменном или постоянном токе с наложенной переменной составляющей напряжения необходимо выполнять ряд требований, оговоренных в нормативной технической документации.

Для конденсаторов значения номинальных напряжений устанавливаются из ряда: 1,0; 1,6; 2,5; 3,2; 4,0; 6,3; 10; 16; 20; 25; 32; 40; 50; 63; 80; 100; 125; 160; 200; 250; 315; 350; 400; 450; 500; 630; 800; 1000; 1600; 2000; 2500; 3000.

*Номинальный ток*  $I_{\text{ном}}$  – наибольший ток, при котором конденсатор может работать в заданных условиях в течение гарантированного срока службы.

Этот параметр введен для правильного выбора тепловых режимов конденсатора при больших значениях тока. Значение номинального тока зависит от конструкции конденсатора, используемых материалов, частоты переменного или пульсирующего напряжения, температуры окружающей среды.

*Тангенс угла диэлектрических потерь*  $\text{tg}\delta$  характеризует потери энергии в конденсаторе и определяется отношением активной мощности к реактивной мощности при синусоидальном напряжении определенной частоты. Значение тангенса угла диэлектрических потерь зависит от типа диэлектрика и его качества, а также от температуры окружающей среды и частоты переменного тока.

*Температурный коэффициент емкости* (ТКЕ) – характеристика конденсаторов с линейной зависимостью емкости от температуры, равная относительному изменению емкости при изменении температуры окружающей среды на один градус Цельсия (Кельвина).

Для конденсаторов с нелинейной зависимостью емкости от температуры, а также с большими уходами емкости от температуры обычно приводится относительное изменение емкости в рабочем интервале температур. В отечественной документации значение ТКЕ кодируется буквами П (плюс) или М (минус) в соответствии

со знаком ТКЕ и цифрой, обозначающей номинальное значение  $\left( \text{ТКЕ} \cdot 10^6, \frac{1}{^\circ\text{C}} \right)$ . Выпускаются конденсаторы с ТКЕ по группам М2200, М1500, М750, М470, М330, М150, М75, М47, М33, МП0 (номинальное значение ТКЕ=0), П33, П100. Наиболее широкое применение находят конденсаторы групп М1500, М750, М47, МП0, П33.

### **5.3 Система условных обозначений и маркировка конденсаторов**

В зависимости от размеров конденсаторов при их маркировке применяют полное или сокращенное (кодированное) обозначение [7].

В соответствии с действующей системой сокращенное условное обозначение состоит из букв и цифр. Первый элемент – буква или сочетание букв, обозначающее подкласс конденсатора: К – конденсатор постоянной емкости; КТ – подстроечный конденсатор; КП – конденсатор переменной емкости. Второй элемент обозначает группу конденсатора в зависимости от материала диэлектрика: керамические на номинальное напряжение ниже 1600 В – 10; керамические на номинальное напряжение 1600 В и выше – 15; стеклянные – 21; стеклокерамические – 22; тонкопленочные с неорганическим диэлектриком – 26; слюдяные малой мощности – 31; слюдяные большой мощности – 32; оксидно-электролитические алюминиевые – 50; оксидно-электролитические танталовые – 51; объемно-пористые – 52; оксидно-полупроводниковые – 53; полистирольные – 71 (70); фторопластовые – 72; полиэтилентерефталатные – 73 (74); комбинированные – 75; лакопленочные – 76; поликарбонатные – 77; полипропиленовые – 78 и так далее.

Третий элемент пишется через дефис и обозначает регистрационный номер конкретного типа конденсатора. В состав третьего элемента может входить также буквенное обозначение.

Полное условное обозначение конденсатора состоит из сокращенного обозначения и обозначения величин основных параметров и характеристик. Параметры и характеристики, входящие в полное условное обозначение, указываются в следующей последователь-

ности: обозначение конструктивного исполнения, номинальное напряжение, номинальная емкость, допускаемое отклонение емкости (допуск), группа и класс по температурной стабильности емкости, номинальная реактивная мощность и другие параметры и характеристики.

Например, конденсатор керамический K10-7B климатического исполнения «В», группы ТКЕ М47, номинальной емкостью 27 пФ, с допуском  $\pm 10\%$  имеет полное условное обозначение K10-7B-M47-27 пФ  $\pm 10\%$ ; конденсатор оксидно-электролитический алюминиевый K50-7 конструктивного варианта «а» на номинальное напряжение 250 В, номинальной емкостью 100 мкФ, климатического исполнения «В» имеет полное условное обозначение K50-7a-250В-100 мкФ-В.

Для маркировки конденсаторов применяют ГОСТ 28883-90 (МЭК 62-74) «Коды для маркировки резисторов и конденсаторов», который предусматривает буквенно-цифровой код для маркировки значений емкости, буквенный код для маркировки допусков на значения емкости, буквенный код для маркировки напряжений конденсаторов.

Кодированные обозначения применяют, когда размеры и (или) конфигурация поверхностей конденсаторов не позволяет маркировать полное обозначение.

Буквенно-цифровой код состоит из трех, четырех или пяти знаков, включающих две цифры и букву, три цифры и букву или четыре цифры и букву. Буквы кода заменяют запятую десятичного знака, как указано в таблице 5.2.

Таблица 5.2 – Примеры буквенно-цифровых кодов для маркировки значений емкости

Значения емкости	Маркировочный код	Значения емкости	Маркировочный код	Значения емкости	Маркировочный код
0,1 пФ	p10	10 нФ	10n	15 мкФ	15μ
0,15 пФ	p15	33,2 нФ	33n2	1 мФ	1m0
1 пФ	1p0	100 нФ	100n	1,5 мФ	1m5
10 пФ	10p	1 мкФ	1μ0	15 мФ	15m
1 нФ	1n0	1,5 мкФ	1μ5	59,0 мФ	59m

Значения емкости, обозначенные четырьмя значимыми цифрами, должны иметь маркировку в соответствии с примерами: значение емкости 68,01 пФ – маркировочный код 68r01; значение емкости 6,801 нФ – маркировочный код 6n801 и т.п.

Буквенный код для обозначения симметричных допусков на значения емкости предполагает использование букв, представленных в таблице 5.3. Буквы проставляют после значений емкости.

Для несимметричных допусков на значения емкости используют следующие буквы: допуск  $(-10+30)$  % – буквенный код *Q*, допуск  $(-10+50)$  % – буквенный код *T*, допуск  $(-20+50)$  % – буквенный код *S*, допуск  $(-20+80)$  % – буквенный код *Z*.

Таблица 5.3 – Буквенный код для маркировки симметричных допусков на значения емкости

Допуск, %	Буквенный код	Допуск, %	Буквенный код
$\pm 0,005$	<i>E</i>	$\pm 0,5$	<i>D</i>
$\pm 0,01$	<i>L</i>	$\pm 1$	<i>F</i>
$\pm 0,02$	<i>P</i>	$\pm 2$	<i>G</i>
$\pm 0,05$	<i>W</i>	$\pm 5$	<i>J</i>
$\pm 0,1$	<i>B</i>	$\pm 10$	<i>K</i>
$\pm 0,25$	<i>C</i>	$\pm 20$	<i>M</i>

Допуски, для которых не предусмотрен буквенный код, могут обозначаться буквой *A*. Буква *A* указывает на то, что допуск должен быть установлен в других документах.

Буквенный код для обозначения напряжения конденсаторов предполагает использование букв, представленных в таблице 5.4.

Таблица 5.4 – Буквенный код для маркировки значений напряжения конденсаторов

Номинальное напряжение	Буквенный код	Номинальное напряжение	Буквенный код	Номинальное напряжение	Буквенный код
1,0	<i>I</i>	25	<i>G</i>	200	<i>Z</i>
1,6	<i>R</i>	32	<i>H</i>	250	<i>W</i>
2,5	<i>M</i>	40	<i>S</i>	315	<i>X</i>
3,2	<i>A</i>	50	<i>J</i>	350	<i>T</i>
4,0	<i>C</i>	63	<i>K</i>	400	<i>Y</i>
6,3	<i>B</i>	80	<i>L</i>	450	<i>U</i>



#### Окончание таблицы 5.4

Номинальное напряжение	Буквенный код	Номинальное напряжение	Буквенный код	Номинальное напряжение	Буквенный код
10	<i>D</i>	100	<i>N</i>	500	<i>V</i>
16	<i>E</i>	125	<i>P</i>		
20	<i>F</i>	160	<i>Q</i>		

В ГОСТ 28883-90 (МЭК 62-74) «Коды для маркировки резисторов и конденсаторов» также приведены обозначения, применяемые ранее.

### Контрольные вопросы

5.1 В чем состоит назначение и принцип действия конденсатора?

5.2 Что характеризуют основные параметры конденсаторов?

5.3 Что характеризует температурный коэффициент емкости?

5.4 Какие типы конденсаторов в электронной технике являются основными?

5.5 Какие физико-химические процессы лежат в основе работы конденсатора с двойным электрическим слоем?

## 6 АКТИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ И ЭЛЕМЕНТЫ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

### 6.1 Пьезоэлектрические и электрострикционные материалы

#### Пьезоэлектрический эффект и электрострикция

В электрическом поле в диэлектриках возникают различные электромеханические эффекты: «свободный» кристалл под действием поля деформируется, а в «зажатом» кристалле возникают упругие напряжения. Физической причиной электромеханических эффектов являются микроскопические смещения электрических зарядов в приложенном электрическом поле – *электрическую поляризацию непременно сопровождают механические эффекты* [3]. Характер зависимости электрически индуцированной механической деформации от напряженности электрического поля определяется симметрией структуры диэлектрика.

В диэлектриках с центросимметричной структурой знак возникающей в электрическом поле деформации (сжатие или растяжение) не зависит от направления электрического поля. Этот эффект называется *электрострикцией*, которая имеет место во всех диэлектриках без исключения. При этом в большинстве диэлектриков в направлении приложенного поля происходит механическое растяжение, но эффект электрострикции весьма мал.

В диэлектриках с нецентросимметричной структурой наблюдается выраженный электромеханический эффект – *пьезоэлектричество*. В случае пьезоэффекта при перемене направления приложенного извне электрического поля знак индуцированной им механической деформации  $x$  изменяется на противоположный ( $x > 0$  – растяжение;  $x < 0$  – сжатие). Кроме того, такой электромеханический эффект обратим – механическое напряжение вызывает электрическую поляризацию. Следовательно, пьезоэлектрик преобразует механическую энергию в электрическую, а электрическую энергию – в механическую.

Различают *прямой пьезоэлектрический эффект* (при воздействии механического напряжения возникает электрическая поляриза-

ция) и *обратный пьезоэлектрический эффект* (электрическое поле деформирует нецентросимметричный кристалл). Величина деформации кристалла *линейно* изменяется с изменением величины напряженности электрического поля:  $x = dE$ . Этот признак отличает обратный пьезоэффект от электрострикции, при которой деформация диэлектрика, вызванная электрическим полем, находится в квадратичной зависимости от величины электрического поля:  $x = RE^2$  – электрострикционная деформация не изменяется с изменением направления электрического поля.

Электрострикция отличается от пьезоэффекта еще и тем, что не имеет обратного эффекта, то есть эффект является исключительно электромеханическим. Следует отметить, что если для проявления пьезоэффекта диэлектрик непременно должен быть нецентросимметричным, то электрострикция не имеет ограничений по симметрии и проявляется в любых диэлектриках.

### **Пьезоэлектрические и электрострикционные материалы**

Первыми пьезоэлектрическими материалами, получившими достаточно широкое применение, были *монокристаллы кварца*. Несмотря на низкие значения пьезомодуля и коэффициента электромеханической связи, монокристаллы кварца используются до настоящего времени вследствие высокой механической добротности, а также температурной и временной стабильности параметров. *Сегнетоэлектрические кристаллы дигидрофосфата калия, сегнетовой соли и сульфата лития* имеют значительно более высокие характеристики, однако вследствие гигроскопичности, малой прочности и нестабильности параметров практически полностью вытеснены пьезокерамикой (сегнетопьезокерамическими материалами) на основе титаната бария и твердых растворов цирконата-титаната свинца. Современные тенденции развития пьезоэлектрического материаловедения связаны с поиском других систем твердых растворов. Высокие значения коэффициента электромеханической связи обнаружены у бинарных твердых растворов  $PbV^{3+}_{0,5}Nb_{0,5}O_3 - PbTiO_3$  ( $V^{3+} = Sc, Yb, Lu$ ). На основе твердых

растворов  $\text{BiVO}_3 - \text{PbTiO}_3$  ( $\text{B}^{3+} = \text{Fe}, \text{Sc}, \text{In}$ ) разработаны высоко-температурные сегнетопъезокерамические материалы с высокими пьезосвойствами, имеющие сегнетоэлектрическую точку Кюри 450–500 °С. Одним из важнейших достижений последнего времени является открытие гигантской пьезочувствительности у монокристаллов твердых растворов *сегнетоэлектриков-релаксоров*  $(1-x)\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{PbTiO}_3$  и  $\text{PbZn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - \text{PbTiO}_3$  [3].

Электрострикционными материалами, получившими в последние годы достаточно широкое применение, являются твердые растворы  $(1-x)\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{PbTiO}_3$  с содержанием титаната свинца около 7 мол. %.

## 6.2 Пироэлектрики и электреты

*Пироэлектрический эффект* обусловлен температурным изменением спонтанной (самопроизвольной) поляризации полярных кристаллов, однако подобный эффект может быть искусственно индуцирован в любых твердых диэлектриках, если к ним приложено извне электрическое поле.

В некоторых диэлектриках электрическая поляризация может длительно существовать в отсутствие приложенного извне электрического поля. Это поляризованное состояние может быть как энергетически выгодным – стабильным и весьма устойчивым к внешним воздействиям, так и метастабильным состоянием, которое может быть нарушено. В первом случае поляризация называется *спонтанной*, а во втором – *остаточной*.

В спонтанно поляризованных диэлектриках тепловая энергия может непосредственно превращаться в электрическую за счет *пироэлектрического эффекта*, то есть за счет изменения собственной поляризации диэлектриков при их нагревании или охлаждении. Таким образом, пироэлектрик, как и пьезоэлектрик, представляет собой твердотельный преобразователь энергии – теплоэлектрический (или электротепловой).

Следует отметить, что превращение энергии в твердом теле возможно только в том случае, если диэлектрик (кристалл, поликристалл или полимер) электрически поляризован. Пироэлектриче-

ская поляризация проявляется при изменении температуры полярного вещества. Повышение или понижение температуры полярного диэлектрика изменяет интенсивность теплового движения частиц в нем, ориентацию полярных комплексов, расстояние между ними, приводя к изменению спонтанной поляризованности. Вследствие этого на поверхности полярного диэлектрика появляются некомпенсированные электрические заряды. При подключении к пироэлектрическому элементу сопротивления через сопротивление протекает *пироэлектрический ток*. В случае разомкнутого кристалла на кристалле появляется *пироэлектрическое напряжение*. Если температура кристалла не изменяется, то пироэлектрический ток (или пироэлектрическое напряжение) постепенно уменьшается.

Пироэлектрический эффект наблюдается у некоторых минералов и искусственно синтезированных кристаллов. К пироэлектрикам-минералам относятся главным образом турмалины (алюмоборосиликаты типа  $\text{NaMg}[\text{Al}_3\text{B}_3 \cdot \text{SiO}_6(\text{O}(\text{H}))_{30}]$  с разными примесями), а к синтетическим пироэлектрикам – сульфат лития ( $\text{LiSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ), ниобат лития  $\text{LiNbO}_3$ , виннокислый калий ( $\text{K}_4\text{C}_8\text{O}_{12} \cdot \text{H}_2\text{O}$ ) и другие. Пироэлектриками являются все широкозонные полупроводники типа  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$  ( $\text{CdS}$ ,  $\text{ZnO}$  и другие), но пироэффект в них обычно выражен слабо [3].

Пироэлектричеством обладает поляризованная сегнетокерамика, в которой при повышенной температуре и под действием приложенного извне электрического поля ориентируются домены (спонтанно поляризованные микрообласти). После охлаждения до нормальной температуры и выключения электрического поля поляризованная пироактивная структура остается.

В электронной технике пироэлектрики применяются в качестве уникально чувствительных неохлаждаемых датчиков температуры (сенсоров) и в инфракрасных детекторах теплового излучения. Технические применения стимулировали быстрое развитие физики пироэлектричества, а также пироэлектрического материаловедения. К настоящему времени синтезированы и исследованы десятки пироэлектриков, многие из которых уже широко используются.

Твердые диэлектрики, в которых искусственно получено и длительное время сохраняется поляризованное состояние (остаточная поляризация) и которые способны создавать в окружающем пространстве постоянное электрическое поле, называются *электретными*.

Способы формирования электретов различны. Обычным технологическим способом создания остаточной поляризации является дополнительное активизирующее воздействие на диэлектрик (кроме сильного электрического поля). Это воздействие ускоряет процесс поляризации (ориентацию диполей, полярных комплексов, радикалов, доменов) или процесс электризации (миграцию электронного, дырочного или ионного заряда и его закрепление на ловушках). В зависимости от вида дополнительного к полю активизирующего воздействия (нагрев, освещение, радиация, магнитное поле, механическое растяжение) электреты классифицируются на *термоэлектреты*, *фотоэлектреты*, *электроэлектреты*, *механоэлектреты* и другие.

Формирование остаточной поляризации может происходить по двум основным механизмам – вследствие образования гетерозарядов, знак которых противоположен полярности формирующих электродов, или в результате захвата диэлектриком гомозарядов, имеющих тот же знак, что и заряд на электроде. Важными условиями длительного существования сформированного электрета являются малая проводимость исходного диэлектрика ( $\sigma < 10^{-11}$  См/м) и большие энергетические барьеры для релаксаторов и захваченных носителей заряда.

*Термоэлектреты* получают, нагревая диэлектрик в сильном электрическом поле. При этом образуются как гомозаряды, так и гетерозаряды. Формирование гомозаряда может происходить, например, вследствие термостимулированной инжекции электронов с катода (или дырок с анода). Гетерозаряд появляется благодаря различным механизмам поляризации – тепловой поляризации (электронной, ионной или дипольной), а также миграционной поляризации.

К термоэлектретным материалам относятся *керамические материалы* (титанаты кальция и стронция, рутил и другие); *стекла*,

*ситаллы, различные монокристаллы* (оксиды, фториды, халькогениды); *сегнетокерамика* (преимущественно цирконат-титанат свинца), температурная поляризация которой обусловлена ориентацией доменов; *полимерные материалы*, изготавливаемые по технологии термоэлектретов, например поливинилиденфторид.

Для изготовления *фотоэлектретов* используют фоточувствительные диэлектрики с малой темновой проводимостью ( $\sigma < 10^{-14}$  См/м), удобные для получения больших пластин: селен, оксид цинка, сульфиды и селениды цинка и кадмия и другие. Фотоэлектретный эффект может быть получен в довольно широком круге поликристаллов и кристаллов, среди которых сера, антрацен, силикосилленит ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ) и другие.

*Электроэлектреты*, как правило, изготавливают из полимерных пленок. Гомозаряд электроэлектрета формируется электризацией одной из поверхностей пленки (на другую поверхность предварительно наносят металлический электрод). Применяются различные методы электризации, в результате которых на поверхность диэлектрика осаждается поверхностный заряд или в полимер внедряется объемный заряд. Электроэлектрет может быть изготовлен практически из любого полимерного диэлектрика. Лучшими электретными материалами являются политетрафторэтилен и сополимеры на его основе:  $[-\text{CF}_2 - \text{CF}_2 -]_n$ ,  $[-\text{CF}_2 - \text{CH}_2 -]_n$  и т.п. Эти материалы отличаются термостойкостью и влагостойкостью, эластичностью, высокой механической и электрической прочностью, чрезвычайно низкой проводимостью ( $\sigma < 10^{-14}$  См/м). Данные параметры определяют долговременную стабильность свойств полимерного электрета.

*Механоэлектреты* получают при механической деформации некоторых диэлектриков – обычно растяжением полимерных пленок. Некоторые полярные полимеры при механическом растяжении поляризуются и приобретают нецентросимметричную структуру (поливинилиденфторид).

### 6.3 Сегнетоэлектрики

*Сегнетоэлектрик* – полярный диэлектрик, в котором спонтанная поляризация  $P_c$  может изменять свое направление под воздействием электрического поля.

Собственной поляризацией, кроме сегнетоэлектриков, обладают также электреты и пьезоэлектрики. Однако, в отличие от неравновесной остаточной поляризации электретов, спонтанная поляризация сегнетоэлектриков характеризует их стабильное (термодинамически устойчивое) состояние. Поэтому остаточная поляризация бесследно исчезает при нагревании или облучении электрета, в то время как спонтанная поляризация сегнетоэлектриков только изменяется при внешних воздействиях. От пьезоэлектриков сегнетоэлектрики отличает их способность к переполяризации – переориентации спонтанной поляризации под действием электрического поля. При этом наблюдается *диэлектрический гистерезис*.

Особенностью сегнетоэлектриков является самопроизвольное разбиение их на множество доменов. Внутри каждого домена спонтанная поляризация направлена одинаковым образом, но в различных доменах направление  $P_c$  различается. Электрическое поле  $E$  заставляет сегнетоэлектрические домены, ориентированные хаотично, приобретать одинаковую ориентацию, при этом с ростом напряженности электрического поля поляризация достигает насыщения.

Состояние с ориентированными доменами сохраняется и при последующем снижении напряженности электрического поля до нуля. Как видно на рисунке 6.1, поляризация в отсутствие внешнего электрического поля стремится сохранить свое установившееся направление.

Если же изменить полярность приложенного извне электрического поля  $E$  и увеличивать его в направлении, противоположном спонтанной поляризации  $P_c$ , то электрическое поле  $E$ , не изменяя абсолютной величины спонтанной поляризации, изменяет ее направление. Для такого изменения направления спонтанной поляризации  $P_c$  (*переполяризация сегнетоэлектрика*) к сегнетоэлектрику необходимо приложить электрическое поле определенной величини



ны – критическое поле  $E_{кр}$ . Наличие диэлектрического гистерезиса является необходимым и достаточным свойством сегнетоэлектрического состояния. Повышение температуры выше критической  $T_k$  приводит к исчезновению петли гистерезиса и сегнетоэлектрического состояния. Таким образом, сегнетоэлектрики – это особенные, нелинейные пьезоэлектрики [3].

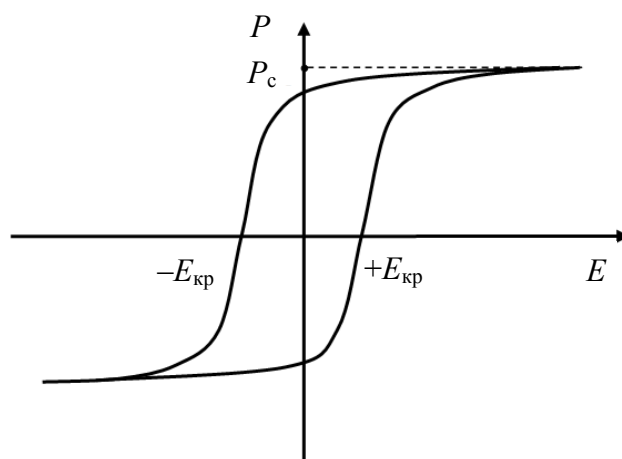


Рисунок 6.1 – Зависимость поляризованности сегнетоэлектриков от напряженности электрического поля

Активными диэлектриками прежде всего являются сегнетоэлектрики или родственные им материалы. Именно в сегнетоэлектриках все преобразовательные характеристики выражены наиболее сильно. Например, рекордно высокие значения пьезоэлектрических модулей наблюдаются в кристаллах сегнетовой соли и в сегнетоэлектрике сульфоиоде сурьмы ( $SbSI$ ). Наиболее высокие значения пьезоэлектрических коэффициентов также имеют место в сегнетоэлектрических кристаллах.

## 6.4 Элементы типовой модели функциональной электроники

При интеграции на одном кристалле не только элементов, но и физических явлений и эффектов увеличиваются функциональные возможности приборов и устройств интегральной электроники. При этом используются уже не только схемотехнические решения для обработки и хранения информации, но и физические носители

информационного сигнала – динамические неоднородности различной физической природы. Это направление в развитии электроники называют функциональной электроникой [20].

*Функциональная электроника* представляет собой область интегральной электроники, в которой изучается возникновение и взаимодействие динамических неоднородностей в континуальных средах в совокупности с физическими полями, а также создаются приборы и устройства на основе динамических неоднородностей для целей обработки, генерации и хранения информации. *Динамическая неоднородность* представляет собой локальный объем на поверхности или внутри среды с отличными от его окружения свойствами, она не имеет внутри себя статических неоднородностей и генерируется в результате определенных физико-химических процессов. Динамическая неоднородность может быть локализована или перемещаться по рабочему объему континуальной среды в результате взаимодействия с различными физическими полями или динамическими неоднородностями такой же или другой физической природы. Известно большое количество динамических неоднородностей различной физической природы – ансамбли заряженных частиц и квазичастиц (зарядовые пакеты, флюксоны и т.п.), домены (сегнетоэлектрические домены, домены Ганна, цилиндрические магнитные домены и т.п.), динамические неоднородности волновой природы (поверхностные акустические волны, магнитные статические волны – волны пространственного заряда, волны зарядовой плотности и так далее).

Динамические неоднородности различного вида и различной физической природы – это *первый элемент* типовой модели функциональной электроники. Все виды динамических неоднородностей генерируют, обрабатывают или хранят информацию в континуальных средах. Континуальная среда является *вторым элементом* типовой модели функциональной электроники.

Континуальными средами *функциональной акустоэлектроники* являются твердотельные материалы: пьезоэлектрики, пьезополупроводники, сложные слоистые среды. Выбор континуальных сред определяется природой используемых динамических неоднородностей. Основные требования к этим материалам заключаются в ми-

нимизации уровня потерь при распространении динамических неоднородностей акустической или иной природы, а также в обеспечении максимальной температурной стабильности.

В качестве континуальных сред в *функциональной диэлектрической электронике* используются, как правило, активные диэлектрики – материалы, в которых могут быть возбуждены динамические неоднородности, предназначенные для процессов генерации, усиления, преобразования и хранения информационных сигналов.

Континуальными средами *функциональной полупроводниковой электроники* являются элементарные полупроводники и полупроводниковые химические соединения.

Континуальными средами *функциональной магнитоэлектроники* являются монокристаллические пленки феррит-гранатов, эпитаксиальные пленки феррит-шпинелей. В настоящее время магнитоодноосные пленки ферритов-гранатов, выращенных на намагниченных подложках галлий-гадолиниевого граната, не испытывают заметной конкуренции со стороны других материалов.

Континуальными средами в *функциональной оптоэлектронике* могут служить как пассивные среды, так и активные. Под активной средой понимается вещество, в котором распространение частиц (атомов, молекул, ионов) не является равновесным по энергетическим состояниям, а также вещество, в котором меняется плоскость поляризации световой волны. Пассивные оптические среды представляют собой каналы передачи оптического информационного сигнала. Это каналы высокой добротности и оптического качества, например оптические стекла, кварц. Для генерации динамических неоднородностей часто используют эффективно люминесцирующие соединения типов  $A^{III}B^V$ ,  $A^{II}B^{IV}$ , твердые растворы на их основе: GaAs, InGa, GaP, GaAlAs, GaAsP, ZnS и так далее.

Передача информации в *функциональной молекулярной электронике* осуществляется ансамблями электронов и солитонов.

*Третьим элементом* типовой модели функциональной электроники является генератор динамических неоднородностей, расположенный в континуальной среде и предназначенный для ввода динамических неоднородностей в канал распространения информационного сигнала.

Устройство управления динамическими неоднородностями в тракте переноса информационного сигнала или в области его хранения является *четвертым элементом*.

Ввод или считывание информации осуществляется с помощью детектора. Детектор преобразует информационный массив, созданный динамическими неоднородностями, в массив двоичной информации. Детектор является *пятым элементом* типовой модели функциональной электроники.

## **Контрольные вопросы**

- 6.1 Какие диэлектрики принято называть активными?
- 6.2 Чем электрострикция отличается от пьезоэлектрического эффекта?
- 6.3 Чем обусловлен пироэлектрический эффект?
- 6.4 Какие диэлектрики называют электретами?
- 6.5 Какие электреты изготавливают в зависимости от вида дополнительного к полю активирующего воздействия?
- 6.6 В чем состоит особенность сегнетоэлектриков?
- 6.7 Что такое функциональная электроника?
- 6.8 Какие направления функциональной электроники существуют?
- 6.9 Что такое динамическая неоднородность?
- 6.10 Какие материалы используются в качестве континуальной среды?

## 7 МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

### 7.1 Классификация материалов по магнитным свойствам

Материалы, помещенные во внешнее магнитное поле, намагничиваются. Известно, что электроны обладают *орбитальными* и *спиновыми магнитными моментами* (рисунок 7.1, а), а магнитные свойства атома обусловлены в основном магнитными свойствами его электронов (протоны и нейтроны, входящие в ядро атома, тоже имеют магнитные моменты, но в сотни раз меньше, чем электроны) [21].

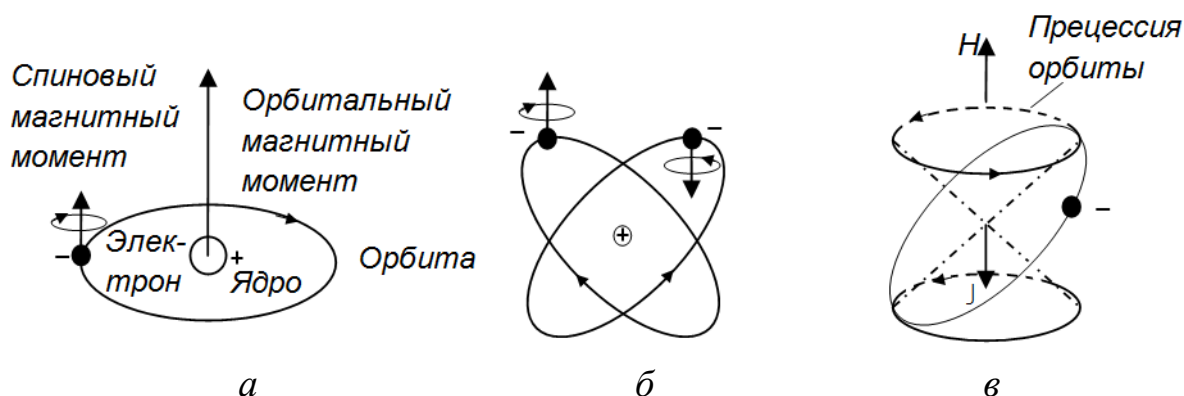


Рисунок 7.1 – Магнитные моменты электрона в атоме

В случае нескольких электронов полный, или *собственный*, магнитный момент атома определяется векторной суммой орбитальных и спиновых моментов с учетом их направления. Орбитальные и спиновые магнитные моменты могут иметь лишь одно из двух возможных направлений – согласное или противоположное. Если орбитальные и спиновые магнитные моменты направлены в противоположные стороны, магнитные моменты пары электронов взаимно компенсируются. Это имеет место в любой полностью заполненной оболочке атома, например гелия (рисунок 7.1,б). Собственный магнитный момент такого атома в отсутствие внешнего поля равен нулю. Если на атом воздействует внешнее магнитное поле напряженностью  $H$ , то возникает *прецессия орбит электронов* вокруг вектора этого поля (на рисунке 7.1,в показана пунктиром). Прецессия орбиты сопровождается появлением дополнительного

магнитного момента, направление которого согласно правилу Ленца всегда противоположно направлению внешнего магнитного поля.

Свойство вещества намагничиваться навстречу внешнему магнитному полю называют *диамагнетизмом*. Следует отметить, что диамагнетизм присущ атомам всех веществ.

*Диамагнетики* – вещества, молекулы которых не обладают собственным магнитным моментом (спиновые магнитные моменты попарно скомпенсированы).

Диамагнетики характеризуются малой магнитной восприимчивостью:  $\chi_m = -(10^{-6} - 10^{-7})$ . К диамагнетикам относятся инертные газы, водород, азот, ряд металлов, большинство полупроводников, неорганические стекла и другие вещества. Магнитная проницаемость  $\mu$  диамагнетиков немного меньше единицы.

*Парамагнетики* – вещества, молекулы которых обладают собственным магнитным моментом, но из-за теплового движения атомов ориентированы равновероятно по всем направлениям, так что средний магнитный момент вещества равен нулю.

При наложении внешнего магнитного поля возникают силы, которые преодолевают действие теплового движения атомов и ориентируют магнитные моменты атомов в направлении внешнего магнитного поля. Эта ориентация превышает диамагнитный эффект, создаваемый прецессией электронных орбит, в результате чего намагниченность парамагнетиков совпадает с направлением внешнего магнитного поля. Магнитная восприимчивость парамагнетиков  $\chi_m = 10^{-3} - 10^{-6}$ , магнитная проницаемость  $\mu \approx 1$ .

К парамагнетикам относятся кислород, окись азота, щелочные металлы, некоторые переходные и редкоземельные металлы и другие вещества.

*Ферромагнетики* – вещества, в которых наблюдается (ниже температуры Кюри) магнитная упорядоченность, соответствующая параллельному расположению спинов в макроскопических областях (доменах) даже в отсутствие внешнего магнитного поля.

Из химически чистых элементов свойствами ферромагнетиков обладают только девять: железо, никель, кобальт, гадолиний и при

температурах значительно ниже  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  пять редкоземельных элементов (эрбий, диспрозий, тулий, гольмий и тербий).

Магнитные свойства ферромагнетиков обусловлены особенностями электронного строения атомов и их обменным взаимодействием. В создании магнитного момента атома принимают участие не все его электроны, а только небольшая их часть. Это объясняется тем, что магнитные спиновые моменты части электронов имеют противоположные направления и взаимно компенсируют друг друга, вследствие чего эти электроны становятся нейтральными в магнитном отношении.

Ферромагнитные свойства определяются *нескомпенсированными спинами электронов*. На рисунке 7.2 изображены электронные оболочки и подоболочки в изолированном атоме железа и указано число электронов с положительными (+) и отрицательными (-) спинами в каждой подоболочке [21].

Если оболочка или подоболочка атома полностью построена, то в ней число положительных спинов равно числу отрицательных спинов. В атоме железа не заполнена предпоследняя подоболочка ( $3d$ ), которой не хватает четырех электронов. У этой оболочки имеется пять положительных спинов и один отрицательный спин. Таким образом, имеются четыре нескомпенсированных спина, которые и определяют результирующий магнитный момент атома.

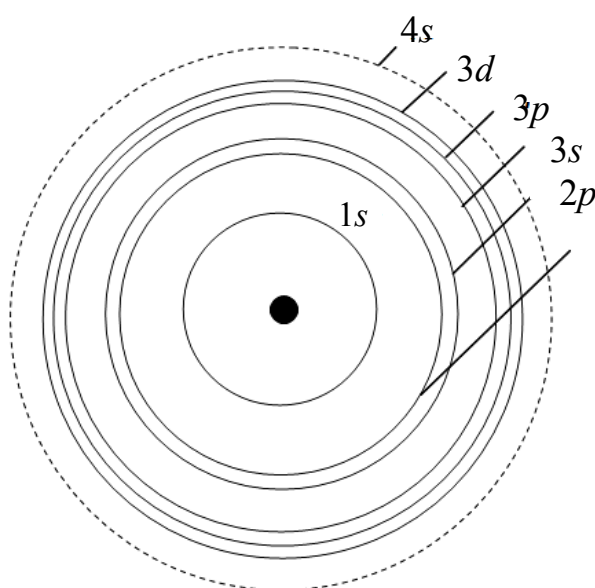


Рисунок 7.2 – Электронные оболочки и подоболочки в атоме железа

У атома кобальта имеются три, а у атома никеля – два нескомпенсированных спина. У атома гадолиния две недостроенные подболочки: подболочка  $4f$  содержит семь электронов вместо четырнадцати, а  $5d$  имеет лишь один электрон вместо десяти. Подобное *отсутствие компенсации спиновых моментов в одном из внутренних слоев электронной оболочки атома является необходимым условием ферромагнетизма.*

*Наличие нескомпенсированных спинов во внутренних слоях является необходимым, но не достаточным условием ферромагнетизма.* Это можно видеть на примере атомов марганца, который имеет недостроенные внутренние оболочки, но не обладает свойствами ферромагнетика.

Вторым условием возникновения ферромагнетизма является *наличие сильного электростатического взаимодействия между электронами соседних атомов, способного ориентировать их нескомпенсированные спиновые магнитные моменты одинаковым образом.*

Эти моменты, складываясь, вызывают самопроизвольную намагниченность вещества даже в отсутствие внешнего магнитного поля, что служит наиболее характерным признаком ферромагнетизма. В квантовой механике обменное взаимодействие атомов в кристалле характеризуют обменной энергией  $W_{\text{обм}}$ . Величина обменной энергии и, следовательно, характер взаимодействия электронов соседних атомов в сильной степени зависят от отношения межатомного расстояния  $a$  к радиусу  $r$  незаполненной оболочки атома, в которой сосредоточены нескомпенсированные спины (рисунки 7.3).

При  $a \gg r$  обменная энергия весьма мала и ферромагнетизм невозможен. При положительном значении обменной энергии, что соответствует минимуму электростатической энергии, обменное взаимодействие атомов приводит к параллельной ориентации нескомпенсированных спинов, обуславливающей спонтанную (самопроизвольную) намагниченность вещества  $J_s$ .

При отрицательном значении обменной энергии нескомпенсированные спины электронов в незаполненных внутренних слоях соседних атомов взаимно компенсируются, так что собственный маг-



нитный момент вещества становится равным нулю и спонтанная намагниченность отсутствует. В этом состоит явление *антиферромагнетизма*.

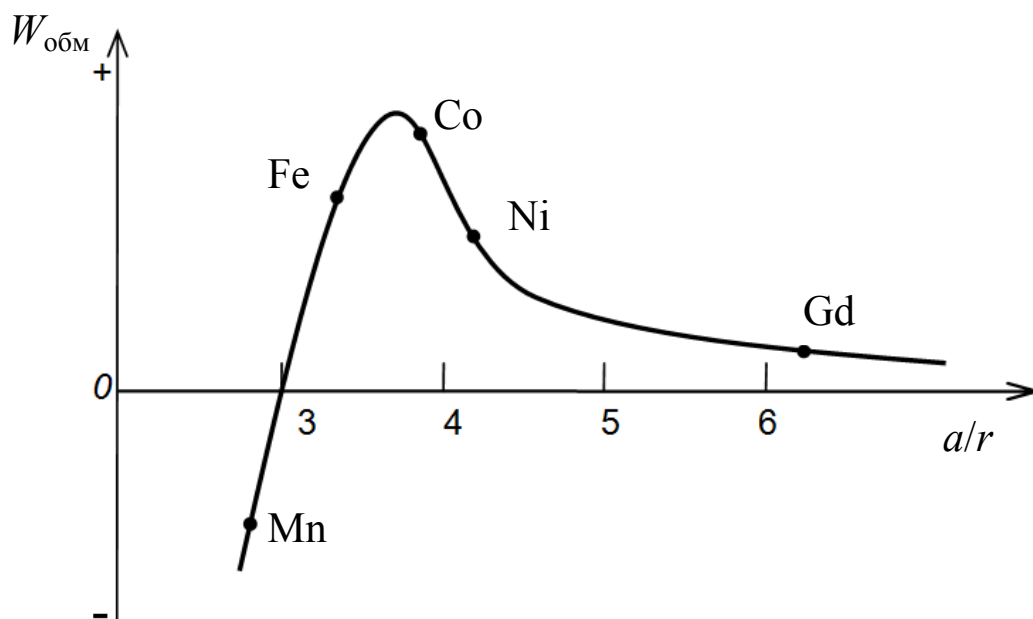


Рисунок 7.3 – Характер зависимости обменной энергии от отношения межатомного расстояния к радиусу незаполненной оболочки атома

Рисунок 7.3 показывает, что железо, кобальт, никель и гадолиний являются ферромагнетиками, а марганец, несмотря на наличие пяти нескомпенсированных спинов, является антиферромагнетиком [21]. Границей областей ферромагнетизма и антиферромагнетизма считается отношение расстояния между атомами к радиусу незаполненного слоя, равное 3. Таким образом, *критерием ферромагнетизма является существование незаполненных внутренних электронных оболочек, радиус которых мал по сравнению с расстоянием между ядрами в решетке*.

Ферромагнетики и антиферромагнетики относятся к кристаллическим веществам, причем кристаллическую решетку антиферромагнетика можно рассматривать как сложную решетку, состоящую из двух подрешеток, намагниченных противоположно. У некоторых веществ эта компенсация может оказаться неполной. Явление неполной компенсации магнитных моментов двух подрешеток (*ферримагнетизм*) приводит к тому, что

в ферримагнетиках также возникает некоторая результирующая спонтанная намагниченность, которая заметно меньше спонтанной намагниченности ферромагнетиков, так как представляет собой разность намагниченностей подрешеток.

При повышении температуры усиливается дезориентирующее действие теплового движения атомов, которое стремится разрушить состояние самопроизвольной намагниченности ферромагнетика, обусловленное обменным взаимодействием электронов соседних атомов. При температуре  $\Theta$  (*температура Кюри*) кинетическая энергия теплового движения становится достаточной для преодоления ориентирующего действия обменной энергии, состояние самопроизвольной намагниченности нарушается и ферромагнетик становится парамагнетиком.

Основными особенностями ферромагнетиков являются:

- наличие макроскопических областей (доменов) спонтанного (самопроизвольного) намагничивания до насыщения без воздействия внешнего магнитного поля;
- сильная зависимость магнитного состояния от напряженности внешнего магнитного поля и температуры;
- наличие температуры (температуры Кюри), выше которой ферромагнетик теряет свойства ферромагнетика и становится парамагнетиком;
- наличие отставания намагниченности от напряженности магнитного поля;
- изменение линейных размеров и формы при изменении магнитного состояния (*явление магнитострикции*).

*Ферримагнетики* – вещества, магнитные свойства которых обусловлены нескомпенсированным антиферромагнетизмом.

Ферримагнетики обладают высокой магнитной восприимчивостью, которая существенно зависит от напряженности магнитного поля и температуры. К ферримагнетикам относятся различные оксидные соединения, в том числе ферриты.

## 7.2 Характеристики и параметры ферромагнетиков

Действие магнитных элементов электронной техники основано на использовании нелинейного и неоднозначного характера процессов намагничивания ферромагнетиков. Процессы намагничивания могут быть практически обратимыми и необратимыми. При малых изменениях магнитного поля (намного меньше коэрцитивной силы) намагничивание и перемагничивание магнитных материалов, как правило, обратимы, то есть намагниченность магнитного материала при уменьшении намагничивающего поля проходит те же значения, что и при увеличении намагничивающего поля, но в обратной последовательности. Обратимые процессы намагничивания наблюдаются как при размагниченном состоянии, так и при состоянии частичной намагниченности. Только для магнитных материалов с прямоугольной петлей гистерезиса создается специальное структурное состояние, при котором в областях полей, близких к коэрцитивной силе, ничтожное изменение поля сопровождается скачкообразным (необратимым) перемагничиванием.

При изменениях напряженности магнитного поля на величины, сравнимые с коэрцитивной силой (или большие), имеют место необратимые процессы намагничивания и перемагничивания. В этом случае значения намагниченности магнитного материала при изменении знака поля не совпадают.

Необратимые процессы намагничивания и перемагничивания сопровождаются рассеянием энергии, при котором, в частности, происходит выделение теплоты, что и обуславливает отставание намагниченности от напряженности [21].

Явление отставания напряженности поля называют *магнитным гистерезисом*, а замкнутую кривую на рисунке 7.4, графически изображающую это отставание за полный цикл изменения напряженности поля, называют *петлей гистерезиса*.

Кривая  $OD$ , отображающая закон нарастания индукции при увеличении напряженности поля при условии, что вещество предварительно было размагничено, называется *первоначальной кривой намагничивания*. Основными характеристиками петли гистерезиса являются остаточная индукция  $B_r$  и коэрцитивная сила  $H_c$ . Площадь этой петли определяет величину потерь энергии на гистерезис в единице объема за один цикл перемагничивания.

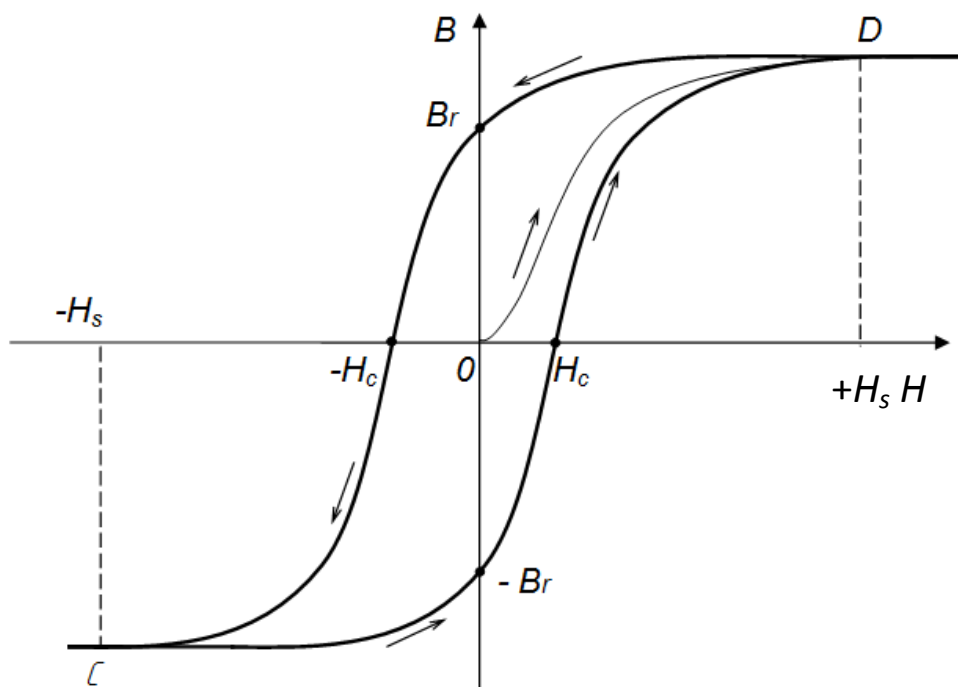


Рисунок 7.4 – Петля гистерезиса ферромагнетика

Начиная с некоторого достаточно большого значения  $H_m$ , при котором вещество близко к состоянию насыщения, дальнейшее увеличение  $H_m$  не вызывает увеличения площади, заключенной внутри петли гистерезиса. Петлю (цикл) гистерезиса, соответствующую этому значению  $H_{m \max}$ , называют *предельной петлей гистерезиса* (рисунок 7.5).

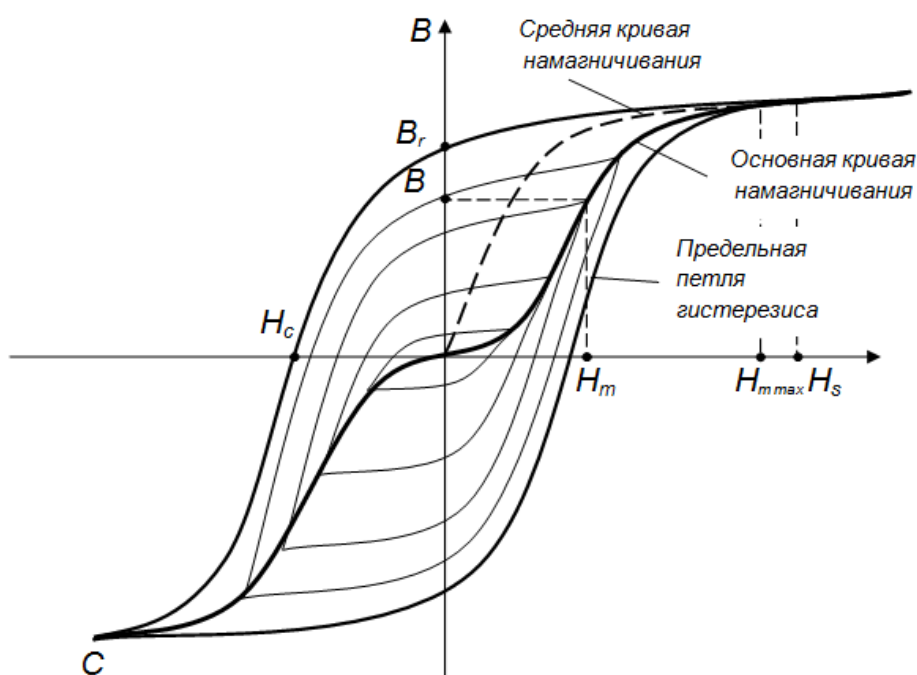


Рисунок 7.5 – Семейство частных симметричных петель гистерезиса

Предельная петля гистерезиса является одной из наиболее определенных характеристик магнитного материала.

Все другие петли гистерезиса при значениях  $H_m < H_{m \max}$  называются *частными петлями гистерезиса*.

На рисунке 7.5 показано семейство *частных симметричных петель гистерезиса*, полученных при различных значениях максимального поля  $H_m$ . Следует отметить, что когда максимальное поле  $H_m$  при циклическом перемагничивании предварительно размагниченного ферромагнетика меньше напряженности поля насыщения  $H_s$ , то симметричный замкнутый цикл (петля гистерезиса) достигается не сразу, а лишь после некоторого числа (примерно 10) циклов перемагничивания.

Кривая, проходящая через вершины симметричных петель гистерезиса (см. рисунок 7.5), называется *основной кривой намагничивания*.

Основную кривую намагничивания называют также коммутационной кривой намагничивания, поскольку при измерении на постоянном токе она получается в результате периодического изменения направления (коммутации) намагничивающего постоянного тока, создающего напряженность поля  $H_m$ .

Вследствие неоднозначного характера зависимости  $B = f(H)$  ферромагнетики принято характеризовать рядом параметров, измеряемых при определенных условиях, позволяющих получить однозначные и воспроизводимые результаты в пределах точности измерения. К этим параметрам относятся: *индукция насыщения*  $B_s$  или *индукция*  $B_m$  при заданном поле  $H_m$ , *остаточная индукция*  $B_r$ , *коэрцитивная сила*  $H_c$ , *начальная магнитная проницаемость*  $\mu_{\text{нач}}$  и *максимальная магнитная проницаемость*  $\mu_{\text{max}}$  [5].

Начальная  $\mu_{\text{нач}}$  и максимальная  $\mu_{\text{max}}$  магнитные проницаемости представляют собой частный случай *относительной магнитной проницаемости*

$$\mu = \frac{\mu_a}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{B}{H}, \quad (7.1)$$

где  $\mu_a$  – абсолютная магнитная проницаемость;  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума (в международной системе единиц СИ – магнитная постоянная, равная  $4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м).

На практике, говоря о магнитной проницаемости, чаще всего имеют в виду относительную магнитную проницаемость  $\mu$ .

Величины остаточной индукции  $B_r$  и коэрцитивной силы  $H_c$  ферромагнетика зависят от максимального значения напряженности поля  $H_m$  при циклическом перемагничивании (см. рисунок 7.5). Поэтому в тех случаях, когда ферромагнетик характеризуют значениями остаточной индукции  $B_r$  и коэрцитивной силы  $H_c$ , эти значения определяют из предельной симметричной петли гистерезиса.

Во многих практических применениях существенное значение имеет отношение  $B_r / B_m$ , называемое коэффициентом прямоугольности петли гистерезиса:  $P_B = B_r / B_m$ . Величина коэффициента прямоугольности, так же как  $B_r$  и  $B_m$ , зависит от максимального значения напряженности магнитного поля.

Предельная петля гистерезиса является основной магнитной характеристикой ферромагнетика. По форме симметричные петли гистерезиса бывают различными. Чаще всего в магнитных элементах электронной техники используются магнитные материалы с нормальной петлей гистерезиса и прямоугольной петлей гистерезиса (рисунок 7.6). К магнитным материалам с прямоугольной петлей гистерезиса относятся те, для которых отношение остаточной индукции  $B_r$  и максимальной индукции  $B_m$  составляет более 0,85.

Из существующего множества магнитных проницаемостей наиболее часто используют понятия начальной магнитной проницаемости  $\mu_{нач}$  и максимальной магнитной проницаемости  $\mu_{max}$ . Эти магнитные проницаемости принято определять по основной кривой намагничивания. Максимальная магнитная проницаемость  $\mu_{max}$  прямо пропорциональна тангенсу угла  $\alpha$  между осью  $H$  и касательной  $OK$  к основной кривой намагничивания, проходящей через начало координат (рисунок 7.7):

$$\mu_{max} = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{tg} \alpha. \quad (7.2)$$

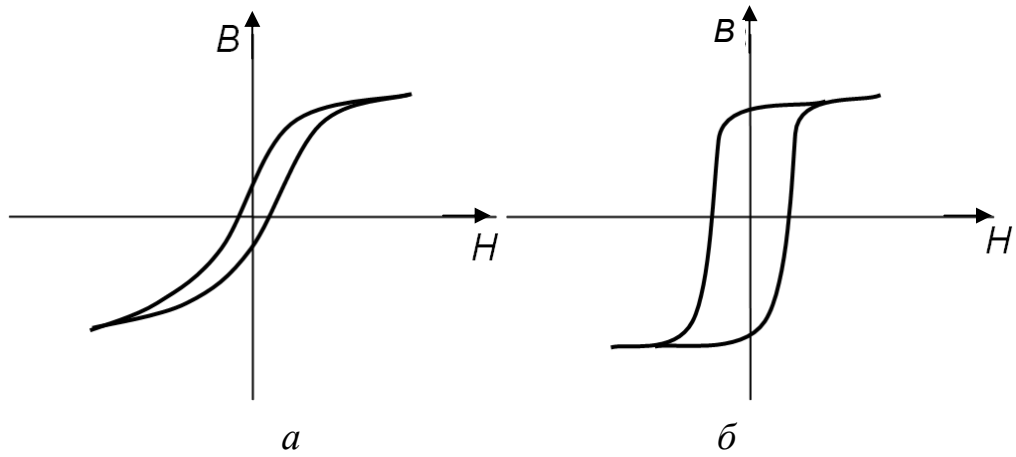


Рисунок 7.6 – Виды симметричных петель гистерезиса:  
*a* – нормальная симметричная петля гистерезиса (непрямоугольная);  
*б* – прямоугольная симметричная петля гистерезиса

Значение магнитной индукции, соответствующее  $\mu_{\max}$ , принято обозначать  $B_{\mu_{\max}}$  (см. рисунок 7.7).

Математически начальная магнитная проницаемость определяется следующим образом:

$$\mu_{\text{нач}} = \frac{1}{\mu_0} \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H}. \quad (7.3)$$

Экспериментально начальная магнитная проницаемость определяется либо путем экстраполяции кривой  $\mu(H)$  к нулевому значению напряженности поля (рисунок 7.8), либо по основной кривой намагничивания (см. рисунок 7.7) как

$$\mu_{\text{нач}} = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{tg} \beta. \quad (7.4)$$

Величина начальной магнитной проницаемости ферромагнетика тесно связана с его коэрцитивной силой и уменьшается с повышением  $H_c$ .

Различие между начальной и максимальной магнитной проницаемостью зависит от кривизны основной кривой намагничивания. Магнитная проницаемость, которая характеризует крутизну кривой намагничивания в данной точке, определяется выражением

$\mu_{\text{диф}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}$  и называется *дифференциальной магнитной проницаемостью*.

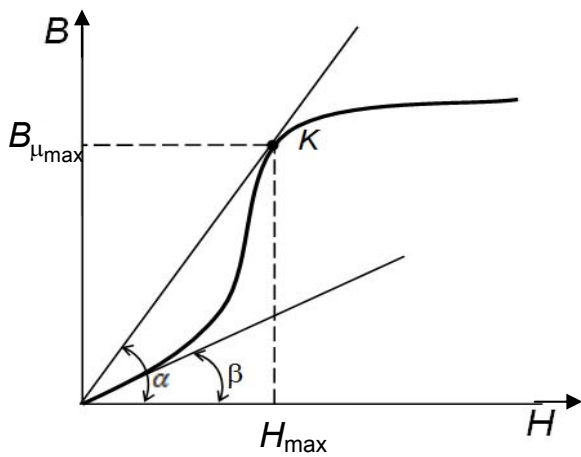


Рисунок 7.7 – Определение  $\mu_{\max}$  и  $\mu_{\text{нач}}$  по основной кривой намагничивания

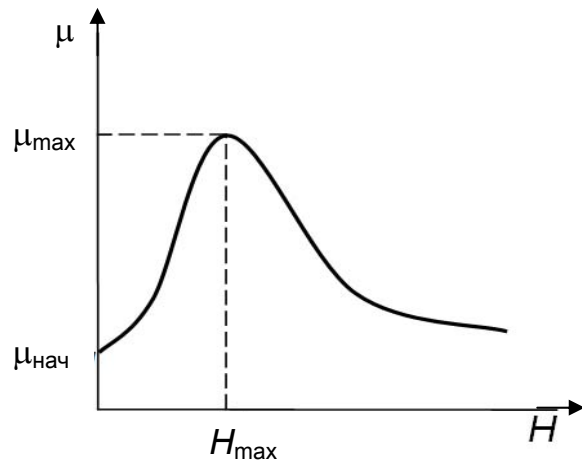


Рисунок 7.8 – Зависимость магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля

Неоднозначная зависимость  $B = f(H)$  значительно усложняет задачу анализа и расчета магнитных элементов электронной техники. С целью упрощения анализа и расчета магнитного элемента приходится прибегать к тем или иным допущениям. Чаще всего пренебрегают явлением гистерезиса и считают магнитную индукцию однозначной нечетной функцией напряженности поля  $B(H) = -B(-H)$ .

При расчетах магнитных элементов иногда удобно пользоваться средней линией между восходящей и нисходящей ветвями петли гистерезиса – *средней кривой намагничивания* (пунктирная кривая на рисунке 7.5).

Ферромагнитные материалы в магнитных элементах часто подвергаются одновременному воздействию постоянного  $H_0$  и переменного  $H_p \sin \omega t$  магнитных полей. В таких случаях изменение магнитного состояния ферромагнетика происходит по *частным несимметричным циклам гистерезиса*. На рисунке 7.9 приведены частные несимметричные петли гистерезиса, соответствующие различным значениям  $H_0$  и  $\Delta H = 2H_p = \text{const}$  [21]. Штриховая линия на рисунке 7.9, полученная путем соединения всех частных несимметричных циклов, характеризует зависимость  $B_0 = f(H_0)$  при наличии переменной составляющей напряженности магнитного поля (или магнитной индукции). По мере увеличения амплитуды пере-



менной составляющей напряженности поля (или магнитной индукции) уменьшается ширина петли гистерезиса для постоянной составляющей поля вплоть до полного исчезновения гистерезиса.

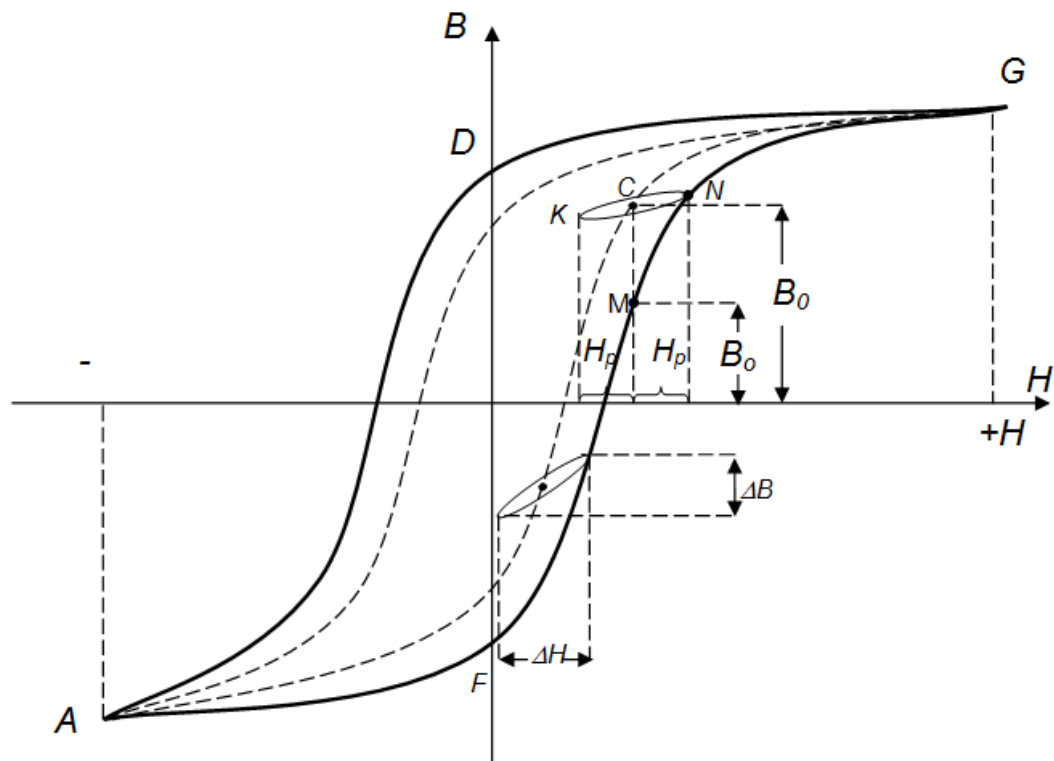


Рисунок 7.9 – Уменьшение влияния гистерезиса для постоянного поля при наложении переменного поля

Свойства ферромагнетика при одновременном намагничивании постоянным и переменным магнитными полями характеризуют величиной *магнитной проницаемости на частном цикле*:

$$\mu_{\Delta} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B}{\Delta H} = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_{\max} - B_{\min}}{H_{\max} - H_{\min}}, \quad (7.5)$$

где  $\Delta B$  – циклическое изменение магнитной индукции, равное разности максимального и минимального значений индукции;  $\Delta H$  – соответствующее циклическое изменение напряженности магнитного поля.

Магнитная проницаемость на частном цикле численно равна тангенсу угла между осью напряженности магнитного поля и прямой, проходящей через вершины частных петель гистерезиса. Форма и наклон частных несимметричных петель гистерезиса и, следовательно, величина  $\mu_{\Delta}$  зависят как от  $H_0$ , так и от  $\Delta H$  (или  $H_p$ ).

В общем случае частный несимметричный цикл гистерезиса может занимать любое положение внутри предельной петли гистерезиса, не соприкасаясь с ее ветвями. Частный несимметричный цикл гистерезиса, одна вершина которого лежит на предельной петле гистерезиса (с координатами  $H_{\max}$ ,  $B_{\max}$ ), а вторая вершина – на оси ординат ( $H = 0$ ,  $B = B_{\min}$ ), называется *циклом возврата*, а соответствующее значение магнитной проницаемости  $\mu_{\Delta}$  на частном цикле – *проницаемостью возврата*:

$$\mu_R = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{\mu_0 H_{\max}} = \frac{B(H) - B(0)}{\mu_0 H}. \quad (7.6)$$

Предельное значение  $\mu_{\Delta}$  при  $\Delta H \rightarrow 0$  называют *обратимой магнитной проницаемостью*:

$$\mu_r = \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \mu_{\Delta} = \frac{1}{\mu_0} \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \frac{\Delta B}{\Delta H}. \quad (7.7)$$

Обратимая магнитная проницаемость равна начальной проницаемости  $\mu_{\text{нач}}$ , когда  $H_0 = 0$  и  $B_0 = 0$ .

На практике магнитные материалы используют в *магнитопроводах*. Магнитопровод представляет собой магнитную систему, выполненную в виде определенной конструкции, то есть имеющую вполне определенные геометрические формы и размеры. К магнитопроводам предъявляются различные требования в зависимости от типа и функционального назначения магнитного элемента. Эти требования часто носят противоречивый характер, что и объясняет применение магнитопроводов различных форм и конструкций даже в однотипных магнитных элементах. Одним из важнейших требований, предъявляемых к форме и конструкции магнитопроводов, является сохранение для магнитопроводов магнитных свойств, присущих применяемому ферромагнетику.

Все приведенные соотношения и понятия относятся к замкнутым магнитопроводам. В этом случае напряженность магнитного поля в образце магнитного материала равна напряженности поля, создаваемого намагничивающим устройством.

В основе расчета характеристик магнитопроводов лежит уравнение непрерывности магнитного потока  $\operatorname{div} B = 0$  (или  $\oint B \cdot dS = 0$ )

s

и закон полного тока  $\oint_l H \cdot dl = I = \sum i$ , согласно которому линейный интеграл вектора напряженности магнитного поля равен алгебраической сумме токов, проходящих сквозь поверхность, ограниченную данным контуром. Если ток  $i$  протекает по обмотке с числом витков  $w$ , то  $\oint_l H \cdot dl = wi$ . Величину  $wi$  называют магнитодвижущей силой (м.д.с.) или намагничивающей силой  $F = \sum i = wi$ .

Магнитодвижущая сила создает магнитный поток  $\Phi = \int_s B \cdot dS$  вектора магнитной индукции  $B$ , пронизывающий поверхность  $S$ .

Для замкнутых однородных и неразветвленных магнитопроводов, когда напряженность  $H$  вдоль контура является постоянной величиной и совпадает по направлению с касательной к контуру, имеет место соотношение  $\oint_l H \cdot dl = Hl = F$ , откуда получают известную формулу  $H = \frac{F}{l} = \frac{wi}{l}$ , из которой следует, что намагничивающая сила на единицу длины силовой линии равна напряженности магнитного поля.

В случае неоднородных замкнутых и неразветвленных магнитопроводов эти магнитопроводы можно разбить на  $k$  участков длиной  $l_j$ , в пределах каждого из которых напряженность поля  $H$  практически постоянна и совпадает по направлению с линией обхода. Закон полного тока для таких магнитопроводов в случае одной обмотки с числом витков  $w$  и током силой  $i$  можно выразить следующим образом (с учетом уравнения непрерывности магнитного потока):

$$\sum_{j=1}^k H_j l_j = \sum_{j=1}^k \frac{B_j l_j}{\mu_{aj}} = \sum_{j=1}^k \frac{\Phi l_j}{\mu_{aj} S_j} = F. \quad (7.8)$$

Решение этого уравнения относительно магнитного потока  $\Phi$  дает:

$$\Phi = \frac{i\omega}{\sum_{j=1}^k \frac{l_j}{\mu_{aj} S_j}} = \frac{i\omega}{\sum_{j=1}^k R_{mj}}, \quad (7.9)$$

где  $R_{mj} = \frac{l_j}{\mu_{aj} S_j}$  – магнитное сопротивление  $j$ -го участка магнитного пути.

Соотношение  $R_{mj} = \frac{l_j}{\mu_{aj} S_j}$  представляет собой математическое

выражение закона Ома для участка магнитной цепи, из которого видно, что величина магнитного сопротивления  $j$ -го участка прямо пропорциональна  $l_j$  и обратно пропорциональна  $S_j$  и  $\mu$ .

Для разветвленных магнитопроводов в случае  $N$  обмоток с током  $i_k$  и  $M$  участками, в пределах каждого из которых напряженность поля  $H$  практически постоянна и совпадает по направлению с линией обхода, закон полного тока записывается в виде

$$\sum_{j=1}^M H_j l_j = \sum_{k=1}^N w_k i_k = \sum_{k=1}^N F_k, \quad (7.10)$$

где  $F_k = w_k i_k$  – магнитодвижущая сила, создаваемая током  $i_k$  в обмотке  $w_k$ , охватывающей рассматриваемый замкнутый контур.

Это уравнение является магнитным аналогом второго закона Кирхгофа.

Выражение первого закона Кирхгофа для магнитной цепи находят путем интегрирования уравнения  $\oint_s B \cdot dS = 0$  по замкнутой

поверхности, охватывающей узел разветвленного магнитопровода,

в котором сходятся  $L$  ветвей:  $\sum_{i=1}^L \Phi_i = \sum_{i=1}^L B_i S_i = 0$ , то есть сумма

магнитных потоков в любом узле равна нулю.

При всяком изменении магнитного потока в замкнутом проводящем контуре, пронизываемом этим потоком, индуцируется электродвижущая сила, величина которой определяется законом

электромагнитной индукции. Например, на любой обмотке  $w$ , расположенной на магнитопроводе, появляется напряжение

$$u = -w \frac{d\Phi}{dt} = -ws \frac{dB}{dt}. \quad (7.11)$$

Если проинтегрировать это выражение и считать, что магнитный поток за время  $\tau$  изменится на величину  $\Delta\Phi$ , то получим  $u\tau = w\Delta\Phi = \Delta\Psi$ . Это выражение называют *законом электромагнитной индукции в интегральной форме*. Используя закон электромагнитной индукции в интегральной форме, иногда удобно записывать второй закон Кирхгофа в магнитных цепях с импульсным перемагничиванием магнитопроводов не в величинах напряжения, а в величинах потокосцепления.

Важным параметром ферромагнетиков являются потери в них, которые складываются из потерь на гистерезис, потерь на вихревые токи и потерь вследствие магнитной вязкости (магнитного последействия).

*Потери на гистерезис* обусловлены необратимыми процессами перемагничивания. Возникновение потерь на гистерезис объясняется тем, что при изменении внешнего поля происходит перестройка самопроизвольно намагниченных областей ферромагнетиков (доменов). Быстрое изменение магнитного потока, происходящее при перестройке доменов, сопровождается местными токами, которые и вызывают в проводящей среде, которой является ферромагнетик, потери на гистерезис.

Потери на гистерезис пропорциональны частоте перемагничивания и максимальной индукции, достигаемой при перемагничивании:  $P_{\Gamma} = \eta f B_m^n$ , где  $\eta$  – постоянный коэффициент, зависящий от вида ферромагнетика;  $n$  – показатель степени ( $n = 1,6-2,0$  в зависимости от значения  $B_m$ );  $B_m$  – максимальная индукция, Тл;  $f$  – частота перемагничивания, Гц.

С потерями на гистерезис считаются в сталях и сплавах на низкой частоте (когда потери на гистерезис соизмеримы с потерями на вихревые токи), в ферритах и магнитодиэлектриках потери на гистерезис существенны на всех частотах. Потери на гистерезис являются важной характеристикой ферромагнетиков. Следует отметить, что уменьшить потери на гистерезис нельзя. Потери на гистерезис

за один цикл перемагничивания прямо пропорциональны площади петли гистерезиса.

*Потери на вихревые токи* связаны с возникновением в массе материала э.д.с. индукции и вихревых токов. Вихревые токи всегда возникают в плоскости, расположенной перпендикулярно силовым линиям магнитного поля (рисунок 7.10). Потери на вихревые токи тем выше, чем выше частота изменения магнитного потока и больше площадь поперечного сечения сплошной части магнитопровода, магнитная проницаемость и удельная проводимость материала магнитопровода.

Очевидно, что эффективно снизить потери на вихревые токи можно, уменьшив вихревые токи. Это достигается увеличением удельного сопротивления материала магнитопроводов и разделением магнитопроводов на отдельные изолированные друг от друга слои вдоль линий магнитного потока. Такое разделение на слои называется *шихтованием* магнитопроводов.

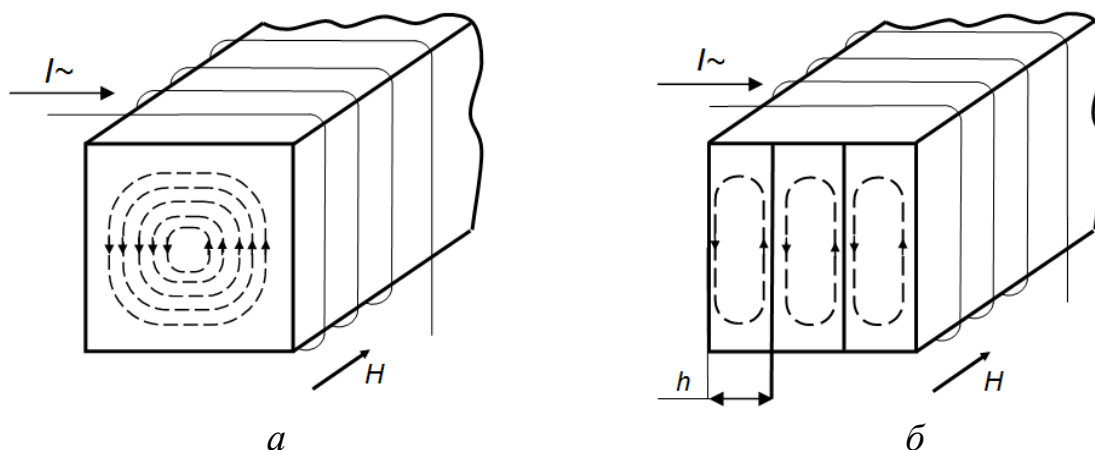


Рисунок 7.10 – Вихревые токи в поперечном сечении сплошного (а) и сборного (б) магнитопроводов

Мощность, расходуемая на вихревые токи в единице массы (Вт/кг), связана с толщиной листа  $h$  соотношением

$$p_{\text{в}} = 1,64 \frac{B_m^2 f^2 h^2}{\gamma \rho},$$

где  $h$  – толщина листа;  $\gamma$  – плотность материала магнитопровода;  $\rho$  – удельное электрическое сопротивление материала магнитопровода.

где  $h$  – толщина листа;  $\gamma$  – плотность материала магнитопровода;  $\rho$  – удельное электрическое сопротивление материала магнитопровода.

Следует отметить, что шихтование магнитопровода при высокой частоте перемагничивания его материала невозможно, так как нельзя изготовить пластины или ленту такой толщины, чтобы потери на вихревые токи были удовлетворительными. Кроме того, чрезмерное уменьшение толщины листов или ленты имеет отрицательные стороны: снижается магнитная проницаемость ферромагнетика, растет его коэрцитивная сила. Объясняется это тем, что с уменьшением толщины листа значимость поверхностных слоев с большим числом нарушений в структуре материала магнитопроводов (царапины, микротрещины, оксиды) заметно увеличивается. Поэтому для магнитопроводов, используемых при высокой частоте перемагничивания, шихтование заменяют прессовкой мелкодисперсных гранул ферромагнетика, размер которых можно выбрать таким, чтобы вихревые токи не превышали требуемых значений.

Магнитной вязкостью или магнитным последействием называют явление, которое возникает в ферромагнетике при быстром изменении магнитного поля, что проявляется в специфическом запаздывании намагниченности ферромагнетика. Явление магнитной вязкости связано с изменением границ доменов. При смещении границ доменов возникают внутренние напряжения. Их равновесное распределение устанавливается не сразу, а, благодаря механическому последействию, с конечной скоростью, что приводит к временной зависимости  $\mu_a(t)$  и потерям. Явление магнитного последействия возникает при частотах порядка нескольких сотен или тысяч килогерц.

В средних ( $0,3 \leq (B_m / B_S) \leq 0,8$ ) и сильных магнитных полях определение потерь осуществляют по экспериментально снятым петлям гистерезиса (петли гистерезиса снимаются при фиксированных значениях  $B_m, H, f$ ), либо с помощью специальных ваттметров (при частоте до нескольких килогерц), либо резонансными методами. Известно, что если зависимость полных потерь от частоты  $f$  и магнитной индукции  $B_m$  построить в логарифмическом масштабе, то она окажется линейной. Это позволяет записать удельные потери мощности магнитопроводов следующим образом:

$$p = p_0 \left( \frac{f}{f^*} \right)^\alpha \left( \frac{B_m}{B_m^*} \right)^\beta, \quad (7.12)$$

где  $f^*$  – базовое значение частоты изменения магнитного поля;  $B_m^*$  – базовое значение индукции магнитного поля;  $p_0, \alpha, \beta$  – коэффициенты, полученные из обработки экспериментальных зависимостей  $p(f, B_m)$ .

### 7.3 Виды магнитных материалов

Свойства магнитных элементов электронной техники в значительной мере определяются характеристиками применяемых в них магнитных материалов. Эти материалы могут быть разделены на ряд больших групп. В первую группу входят *электротехнические стали*, которые представляют собой сплавы железа с кремнием. Вторую группу образуют *железоникелевые сплавы* высокой проницаемости, содержащие в некоторых случаях легирующие элементы (молибден, хром, медь, марганец и другие). К этой группе примыкают *железкобальтовые сплавы*, имеющие наиболее высокую индукцию насыщения. В третью группу входят *ферромагнетики (ферриты)*, из которых наибольшее распространение получили никель-цинковые и марганец-цинковые ферриты. Четвертую группу образуют *магнитодиэлектрики* – магнитные материалы с большой стабильностью магнитной проницаемости при изменении напряженности магнитного поля, частоты перемагничивания и температуры. Еще одну группу образуют *аморфные и нанокристаллические магнитомягкие материалы* [5, 21].

*Электротехнические стали* можно разделить на группы: сталь электротехническая нелегированная тонколистовая; сталь электротехническая тонколистовая кремнистая.

Марку электротехнической кремнистой стали обозначают четырехзначным числом [6]. Первая цифра указывает способ изготовления и структурное состояние стали: 1 – горячекатаная изотропная; 2 – холоднокатаная изотропная; 3 – холоднокатаная анизотропная с ребровой структурой. Вторая цифра указывает содержание кремния: 0 – до 0,4 % включительно (нелегированная);



1 – свыше 0,4 до 0,8 % включительно; 2 – свыше 0,8 до 1,8 % включительно; 3 – свыше 1,8 до 2,8 % включительно; 4 – свыше 2,8 до 3,8 % включительно; 5 – свыше 3,8 до 4,8 % включительно. Третья цифра определяет основное нормируемое свойство, гарантируемое для стали: 0 – удельные потери при магнитной индукции 1,7 Тл и частоте 50 Гц ( $P_{1,7/50}$ ); 1 – удельные потери при магнитной индукции 1,5 Тл и частоте 50 Гц ( $P_{1,5/50}$ ); 2 – удельные потери при магнитной индукции 1,0 Тл и частоте 400 Гц ( $P_{1,0/400}$ ); 6 – магнитная индукция в слабых магнитных полях при напряженности магнитного поля  $H = 0,4$  А/м ( $B_{0,4}$ ); 7 – магнитная индукция в средних магнитных полях при напряженности магнитного поля  $H = 10$  А/м ( $B_{10}$ ). Первые три цифры в обозначении марки стали указывают ее тип. Четвертая цифра в марке стали означает порядковый номер стали в пределах одного типа. Коэрцитивная сила всех сплавов данной категории находится в пределах 0,2–0,4 А/см.

Пример маркировки электротехнической стали: электротехническая сталь 3425 (сталь триста сорок два-пять) – холоднокатаная анизотропная с ребровой структурой, легированная кремнием от 2,8 до 3,8 %, с гарантией удельных потерь при индукции 1,0 Тл и частоте 400 Гц, номер 5.

Из сплавов железа с кремнием в магнитных элементах электронной техники применяются *горячекатаные листовые стали* и *холоднокатаные текстурованные стали*. Из всех магнитных сплавов с кремнием наиболее высокими магнитными свойствами обладает холоднокатаная текстурованная сталь. Эта сталь имеет в плоскости листа лишь одно направление легкого намагничивания, совпадающее с направлением проката. Именно в этом направлении холоднокатаная сталь имеет повышенные магнитные свойства. Магнитные свойства перпендикулярно направлению проката намного ниже. Поэтому конструкция магнитопроводов из холоднокатаной текстурованной стали должна обеспечить прохождение магнитного потока на всем пути только вдоль направления проката.

Холоднокатаная текстурованная сталь относится к магнитомягким материалам с пониженными потерями энергии при

перемагничивании и используется для изготовления магнитопроводов элементов, работающих в диапазоне частот 50–10000 Гц.

Потери энергии при перемагничивании сильно зависят от толщины материала и частоты изменения магнитного поля, причем составляющие полных потерь – потери на гистерезис и потери на вихревые токи – зависят от толщины и частоты различно. Полные потери с уменьшением толщины значительно уменьшаются. Это происходит за счет уменьшения потерь на вихревые токи. Потери на гистерезис с уменьшением толщины листа увеличиваются, что объясняется изменением дислокационной структуры и увеличением полей рассеяния на поверхности листа.

Полные потери резко увеличиваются с повышением частоты изменения магнитного поля и амплитуды магнитной индукции.

Лучшими характеристиками обладают электротехнические тонколистовые кремнистые стали марок 3422, 3423, 3424, 3425. Эти стали имеют меньшие потери, относительно высокую магнитную проницаемость в средних и сильных магнитных полях ( $\mu_{\max} \approx 10000$ ). Важным достоинством железокремнистых сталей является высокая температура Кюри, составляющая примерно 700–750 °С.

В справочной и научно-технической литературе приводят кривые намагничивания  $B = f(H)$ , зависимости  $p = f(B)$  удельных потерь мощности от индукции для различных марок сталей при фиксированной толщине  $h$  ленты стали и фиксированной частоте  $f$  изменения магнитного поля, а также другие данные, необходимые для расчета магнитных элементов электронной техники.

*Железоникелевые сплавы* – сплавы железа с никелем, получившие название *пермаллоев* (англ. *permalloy*, от *perm* – проницаемость и *alloy* – сплав), относятся к магнитомягким материалам с наибольшей проницаемостью в слабых полях и наименьшими значениями коэрцитивной силы.

К магнитомягким материалам с наибольшей проницаемостью в слабых полях относятся такие материалы, начальная  $\mu_{\text{нач}}$  и максимальная  $\mu_{\max}$  магнитные проницаемости которых достигают величин  $10^4$  и  $10^6$  соответственно. Высокие магнитные свойства

железоникелевых сплавов, их способность легко намагничиваться объясняются близостью к нулю констант кристаллографической анизотропии и намагниченности насыщения, что, однако, приводит и к большей чувствительности магнитных свойств от внешних механических напряжений. Пермаллои применяются в тех случаях, когда требование уменьшения напряженности магнитного поля является важнейшим. Благодаря применению таких материалов в магнитных элементах небольшого объема могут быть получены значительные постоянные и переменные магнитные потоки. Это обуславливает применение пермаллоев в современной электронной технике, особенно в тех случаях, когда требование миниатюризации является одним из основных.

Для улучшения электромагнитных свойств железоникелевые сплавы легируются различными элементами, например молибденом, хромом, кремнием, медью. Кремний и хром повышают удельное электрическое сопротивление  $\rho$ . Молибден повышает  $\mu$ ,  $\rho$  и снижает чувствительность к деформациям. Медь способствует постоянству магнитной проницаемости  $\mu$  при изменении температуры. В формировании структуры, обуславливающей высокие магнитные свойства железоникелевых сплавов, важную роль играют условия термической обработки, которую проводят в вакууме либо в среде водорода, иногда – при наложении магнитного поля. Для магнитопроводов из пермаллоя не допускаются механические напряжения (удары, рихтование, сдавливание обмоткой и другие) из-за ухудшения магнитных характеристик.

Маркировка железоникелевых сплавов начинается с двухзначного числа, обозначающего среднее содержание никеля (главного легирующего элемента) в процентах. Затем идет буква Н, обозначающая никель. После этого идут числа, обозначающие содержание других легирующих добавок, за которыми указывается буква элемента: Х – хром, С – кремний, Д – медь, М – молибден, Ф – ванадий. Часто для упрощения обозначения марки сплава перед буквой не стоит число, но это не значит, что содержание этого элемента в сплаве меньше 1 % (содержание этого элемента в сплаве может быть 3–5 %). Буква А означает суженные пределы химического состава (более точный состав). Пример маркировки железоникелевого

сплава: 79НМ – магнитомягкий сплав на основе железа с содержанием 79 % никеля, легированный молибденом.

Существует большое число разновидностей (марок) железоникелевых сплавов, которые применяются в магнитных элементах электронной техники. Они делятся на ряд групп в зависимости от магнитных характеристик.

В первую группу входят сплавы с наивысшими значениями магнитной проницаемости в слабых полях. К их числу относятся сплавы марок 79НМ, 80НХС, 81НМА, 83НФ и другие. Эти сплавы содержат не менее 78,5 % никеля и имеют невысокие значения индукции насыщения, которые лежат в пределах от 0,5 до 0,75 Тл. Удельное электрическое сопротивление составляет 55–60 мкОм·см.

Наряду с отмеченными железоникелевыми сплавами имеется группа сплавов, отличающихся повышенными значениями удельного электрического сопротивления и, следовательно, уменьшенными потерями на вихревые токи, что делает их особенно пригодными для работы на повышенных частотах. К этим железоникелевым сплавам относится, в частности, сплав 50НХС, удельное электрическое сопротивление которого равно 90 мкОм·см.

Железоникелевые сплавы 45Н и 50Н (низконикелевые) отличается повышенной магнитная проницаемость и наивысшая индукция насыщения из всей группы железоникелевых сплавов ( $B_s$  не менее 1,6 Тл).

Другие названия пермаллоев – *Мо-пермаллой (МРР), High Flux, пресперм.*

*Железкокобальтовые сплавы* содержат от 30 до 50 % кобальта, имеют наиболее высокие значения индукции насыщения, достигающие 2,4 Тл. Применение таких сплавов позволяет существенно уменьшить габариты и вес магнитных элементов электронной техники.

*Альсифер* – сплав, основу магнитной фазы которого составляет тройной сплав системы Al – Si – Fe, например 5,6 % Al и 9,5 % Si, остальное Fe.

По магнитным свойствам альсифер не уступает высоконикелевым пермаллоям, отличается высокой твердостью и хрупкостью.

Альсифер в виде порошка, наряду с карбонильным железом, используется для изготовления прессованных магнитопроводов. Другие названия альсифера – *Sendast, Super-MSS, Kool Mu*.

*Полупроводниковые высокопроницаемые магнитные материалы (магнитомягкие ферриты)* представляют собой неметаллические соединения из смеси окислов железа, никеля, цинка, марганца, меди и других металлов. Соответствующие окислы после предварительного размельчения смешиваются в определенной пропорции. Из смеси окислов прессуются магнитопроводы, которые обжигаются при температуре 1000–1400 °С.

Основной особенностью магнитомягких ферритов является большая величина их удельного электрического сопротивления, которая может достигать  $10^{10}$  Ом·см. Это позволяет применять ферриты на высоких частотах, не опасаясь значительного увеличения потерь на вихревые токи.

Ферриты представляют собой некомпенсированные антиферромагнетики, вследствие чего их индукция насыщения и максимальная проницаемость много меньше, чем у металлических ферромагнетиков. Другим существенным недостатком ферритов является значительная зависимость их магнитных свойств от температуры, что обусловлено относительно низкой температурой Кюри, составляющей для некоторых ферритов с относительно высокой проницаемостью 100–150 °С.

Для изготовления магнитопроводов магнитных элементов наибольшее распространение получили марганец-цинковые ( $\text{MnO-ZnO-Fe}_2\text{O}_3$ ) и никель-цинковые ( $\text{NiO-ZnO-Fe}_2\text{O}_3$ ) ферриты, причем предпочтение отдается Mn-Zn-ферритам. Достоинствами Mn-Zn-ферритов по сравнению с Ni-Zn-ферритами являются более высокие значения предельной рабочей температуры и индукции насыщения, а также меньшие потери в переменных магнитных полях. Кроме того, Mn-Zn-ферриты обладают высокой стабильностью к воздействию механических нагрузок. Однако Mn-Zn-ферриты менее технологичны – их спекание происходит в контролируемой газовой смеси кислорода и азота, а спекание Ni-Zn-ферритов идет при свободном доступе воздуха.

Из ферритов, нашедших применение в магнитных элементах (трансформаторы, сглаживающие дроссели выпрямителей и корректоров коэффициента мощности, дроссели переменного тока и т.п.) электронной техники, следует отметить никель-цинковые ферриты 2000НН, 1000НН, 600НН, 400НН, 200НН и 100НН, используемые в любых полях. Марганец-цинковые высокопроницаемые ферриты 10000НМ, 6000НМ, 300НМ, 2000НМ, 1500НМ и 1000НМ используются в слабых и средних полях в тех случаях, когда температурная стабильность магнитного элемента не является определяющей. В противном случае применяются ферриты 2000НМЗ, 2000НМ1, 1500НМ1, 1000НМ1, 1000НМЗ и 700НМ, магнитные параметры которых стабильны при изменении температуры. В средних и особенно сильных магнитных полях применяются Mn-Zn-ферриты 4000НМС, 3000НМС, 2500НМС1, 2500НМС2. Из этой группы ферритов лучшим является феррит марки 2500НМС2 (или 2500НМС1).

Число в начале обозначения марки феррита указывает величину его начальной магнитной проницаемости. Далее идет буква, указывающая частотный диапазон применения (Н – низкочастотный, В – высокочастотный). Вторая буква указывает на химический состав феррита (М – марганец-цинковый, Н – никель-цинковый). Иногда вместо буквы Н в высокочастотных ферритах используют букву Ч (вместо ВН стоит ВЧ). Примеры маркировки ферритов: феррит 10000НМ (десять тысяч – НМ) – магнитомягкий низкочастотный марганец-цинковый феррит на основе оксида железа с начальной магнитной проницаемостью 10 000; феррит 50ВН – магнитомягкий высокочастотный никель-цинковый феррит на основе оксида железа с начальной магнитной проницаемостью 50.

*Магнитодиэлектрики* – композиции из порошков высокопроницаемого ферромагнетика (альсифера, карбонильного железа, пермаллоя) с диэлектрической связкой (фенолформальдегидной смолой, полистиролом, стеклом и так далее) [22].

Диэлектрик образует между зернами ферромагнетика сплошную пленку и прочно связывает зерна между собой. Суммарные потери в магнитодиэлектрике складываются из магнитных и диэлектрических потерь. Для уменьшения потерь, особенно на вихревые

токи, нужно применять мелкий порошок ферромагнетика с тщательной изоляцией отдельных зерен. Магнитодиэлектрики используют для изготовления прессованных (порошковых) магнитопроводов. Немагнитные промежутки между отдельными зернами в сумме формируют значительный *распределенный немагнитный зазор*, уменьшающий магнитную проницаемость магнитопроводов. Наличие у магнитопроводов распределенного зазора позволяет использовать их в условиях сильного одностороннего или двухстороннего намагничивания. Магнитопроводы из магнитодиэлектриков находят применение при создании линейных индуктивных катушек (дросселей) с постоянной индуктивностью, не зависящей или мало зависящей от напряженности магнитного поля, частоты перемагничивания и температуры, работающих не только в области слабых полей (при малой энергоемкости), но и в области средних и сильных полей (при создании дросселей с большими токами в обмотках и малой индуктивностью). Следует отметить, что распределенный немагнитный зазор дает определенные преимущества в сравнении с сосредоточенным немагнитным зазором, а магнитные элементы на основе магнитопроводов из магнитодиэлектриков при прочих равных условиях более технологичны, имеют меньшие массогабаритные показатели и менее интенсивные внешние поля рассеяния.

Магнитопроводы на основе карбонильного железа (средний размер зерен карбонильного железа 1–5 мкм) отличаются достаточно высокой стабильностью, малыми потерями, положительным температурным коэффициентом магнитной проницаемости и используется в широком диапазоне частот. Альсифер в зависимости от содержания кремния и алюминия может иметь как отрицательный, так и положительный температурный коэффициент магнитной проницаемости  $\alpha_{\mu}$ , что позволяет создавать магнитопроводы, магнитные свойства которых не изменяются (или мало изменяются) с изменением температуры. Магнитодиэлектрики на основе супермаллоя 79НМ имеют наибольшую начальную магнитную проницаемость. Магнитные потери в магнитодиэлектриках на основе супермаллоя 79НМ меньше в сравнении с магнитодиэлектриками на основе альсифера, а стабильность параметров

выше. Для магнитодиэлектриков характерна невысокая магнитная проницаемость ( $\mu_{\text{нач}} = 10\text{--}250$ ), верхний предел рабочих температур составляет  $100\text{--}120\text{ }^\circ\text{C}$ , удельное электрическое сопротивление  $\rho = 10^2\text{--}10^4\text{ Ом}\cdot\text{м}$ . Однако высокая стабильность магнитных свойств во времени является важным преимуществом магнитодиэлектриков перед другими магнитными материалами.

*Аморфные (VITROVAC) и нанокристаллические (VITRO-PERM) магнитомягкие материалы (сплавы)* состоят из металлов ( $T$ ) – железа, кобальта, никеля, и так называемых металлоидов ( $M$ ) – бора, углерода, кремния, и описываются обобщенной формулой, отражающей процентное содержание этих веществ:  $T_{70-80}M_{30-20}$  [4, 5, 22–25].

Аморфные сплавы отличаются отсутствием периодичности в ориентации атомарных структур. Ориентация отсутствует как в расплавленном, так и твердом состоянии. Для придания аморфным сплавам необходимых свойств их кристаллизация осуществляется при быстром охлаждении, для чего исходный сплав из железа, кремния и бора, выплавляемый при температуре  $1200\text{ }^\circ\text{C}$  с добавлением меди и ниобия, расплывается на быстро вращающийся барабан. При попадании на поверхность барабана расплав охлаждается со скоростью  $10^6\text{ К/с}$  и остается на нем в виде аморфной ленты толщиной от 15 до 30 мкм. Придание материалам специфических свойств, например петли гистерезиса определенной формы, достигается термической обработкой магнитопроводов, изготовленных из ленты.

Технология производства нанокристаллических магнитомягких материалов включает получение из расплава ленты быстрой закалки с аморфной структурой толщиной до 30 мкм и кристаллизацию аморфной ленты в результате термической обработки. Первооткрыватели (сотрудники компании Hitachi Metals, 1986) нанокристаллических магнитомягких материалов использовали сплав  $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_{13,5}\text{B}_9$  на основе железа. В настоящее время этот сплав с небольшими вариациями остается основным в производстве нанокристаллических магнитомягких материалов. Кремний и бор, как обычно, используют для получения аморфной структуры в ленте



быстрой закалки. Медь способствует формированию кластеров, обогащенных медью на начальной стадии отжига, и обеспечивает начало кристаллизации из большого числа центров по всему объему материала. Ниобий формирует более мелкие кластеры меди, сдерживает рост кристаллической фазы до более высокой температуры и препятствует формированию боридов железа. В результате нанокристаллизации формируются зерна  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{20}$ , имеющие размер около 10 нм и окруженные остаточной аморфной фазой. В настоящее время разработаны сплавы с нанозернами из  $\alpha$ -Fe (наноперм) и  $\alpha'$ -FeCo (хитперм), которые имеют более высокую магнитную индукцию насыщения – 1,7 Тл и 2,0 Тл соответственно. Однако ввиду значительных технологических трудностей эти нанокристаллические сплавы не получили заметного применения в электронной технике.

Нанокристаллические сплавы относятся к группе материалов с высокой магнитной проницаемостью и этот уровень является наивысшим для материалов с коэрцитивной силой 1 А/м. Основой нанокристаллических сплавов служит недорогое железо, в то время как аморфные сплавы и пермаллои (конкурентные ферромагнетики) изготавливаются на основе кобальта и никеля. Нанокристаллические сплавы выделяются наилучшей комбинацией высокой магнитной индукции насыщения и начальной магнитной проницаемости. Благодаря двухфазной структуре и высокой температуре Кюри нанокристаллов магнитная проницаемость нанокристаллического сплава слабо изменяется с изменением температуры и остается стабильно высокой в области  $\pm 200$  °С. За счет выбора режима отжига получают магнитопроводы с высокой магнитной проницаемостью, низкой или высокой остаточной магнитной индукцией. При этом петля магнитного гистерезиса является округлой, линейной или прямоугольной (рисунок 7.11).

Нанокристаллические сплавы на основе железа представляют наиболее универсальный магнитомягкий материал, который можно использовать в широкой области изменения частоты и температуры.

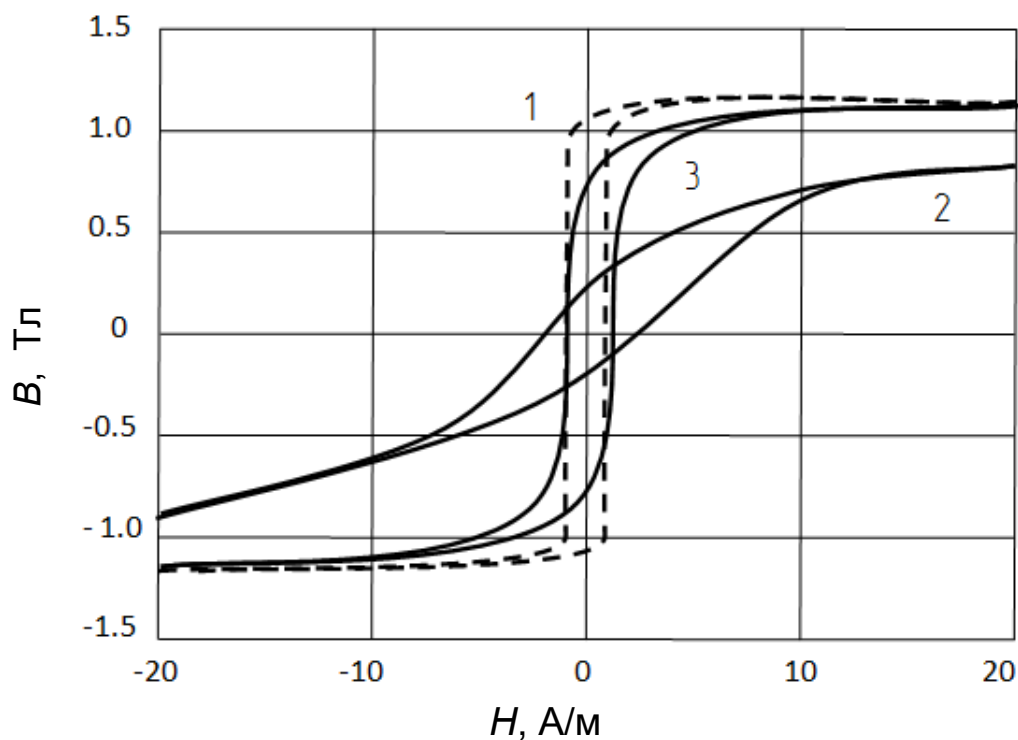


Рисунок 7.11 – Статические петли магнитного гистерезиса в нанокристаллическом сплаве после термической обработки в продольном магнитном поле (кривая 1), в поперечном магнитном поле (кривая 2), без магнитного поля (кривая 3)

### Контрольные вопросы

- 7.1 Назовите условия возникновения ферромагнетизма.
- 7.2 Перечислите основные особенности ферромагнетиков.
- 7.3 Как и почему изменяется индукция насыщения ферромагнетиков при повышении температуры?
- 7.4 Как добиться высоких магнитных свойств электротехнической стали?
- 7.5 Какие магнитные материалы относятся к магнитомягким материалам с наибольшей проницаемостью в слабых полях и наименьшими значениями коэрцитивной силы?
- 7.6 Что представляют собой полупроводниковые высокопроницаемые магнитные материалы?
- 7.7 Как называют материалы из порошков высокопроницаемого ферромагнетика с диэлектрической связкой?
- 7.8 Как изменяются параметры железоникелевых сплавов при легировании молибденом, хромом, кремнием, медью?

7.9 Из каких потерь складываются потери в ферромагнетике при циклическом перемагничивании?

7.10 Какие из магнитных материалов – Мо-пермаллой, МРР, High Flux, Sendast, Super-MSS, Kool Мц, VITROVAC, VITRO-PERM – являются сплавами железа с никелем?

## 8 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ

### 8.1 Классификация полупроводниковых материалов

Полупроводники характеризуются значениями удельной электрической проводимости в пределах от  $10^{-12}$ – $10^{-10}$  до  $10^4$ – $10^6$  См·см<sup>-1</sup> (при температуре 300 К), обладают высокой чувствительностью электропроводности к температуре, электрическому полю, свету, потокам быстрых частиц и другим внешним энергетическим воздействиям, а также к содержанию примесей и дефектов в кристаллах [2].

Качественное отличие полупроводников от металлов состоит в том, что и при добавлении примесей, и при возрастании температуры электропроводность полупроводников возрастает, в то время как у металлов уменьшается.

Различие между полупроводниками и диэлектриками является, скорее, количественным, чем качественным. Точнее было бы говорить о полупроводниковом состоянии неметаллических веществ, не выделяя полупроводники в особый класс, а к истинным диэлектрикам относить лишь такие, у которых электропроводность могла бы достигнуть заметных значений только при температурах, при которых они полностью испаряются.

Однако под полупроводниками чаще всего подразумевают совокупность наиболее типичных групп веществ, полупроводниковые свойства которых четко выражены уже при комнатной температуре, а именно.

- *Элементы IV группы периодической системы Менделеева германий (Ge) и кремний (Si), которые как полупроводники в настоящее время наиболее полно изучены и широко применяются в полупроводниковой электронике. Атомы этих элементов, обладая 4 валентными электронами, образуют кристаллические решетки типа алмаза с ковалентной неполярной связью. Сам алмаз также обладает свойствами полупроводника, однако при температуре 300 К его электропроводность, не связанная с примесями или внешними воздействиями, весьма мала.*

- *Соединения элементов III группы периодической системы (Al, Ga, In) с элементами V группы (P, As, Sb) – полупроводники*

типа  $A^{III}B^V$ : GaAs, InSb, GaP, InP и т.п. Атомы III группы имеют 3 валентных электрона, а V группы – 5, так что среднее число валентных электронов, приходящееся на 1 атом, в этих соединениях равно 4 (как и у Ge и Si). Каждый атом образует 4 валентные связи с ближайшими соседними атомами, в результате чего получается кристаллическая решетка, подобная решетке алмаза, с той лишь разницей, что для атома  $A^{III}$  ближайшими соседними являются атомы  $B^V$ , а для атома  $B^V$  – атомы  $A^{III}$ . За счет частичного перераспределения электронов атомы  $A^{III}$  и  $B^V$  в такой структуре оказываются разноименно заряженными. Поэтому связи в кристаллах  $A^{III}B^V$  не полностью ковалентные, а частично ионные. Однако ковалентная связь в них преобладает и определяет структуру, в результате чего эти кристаллы по многим свойствам являются ближайшими аналогами Ge и Si.

- *Соединения элементов II и VI групп периодической системы* – полупроводники типа  $A^{II}B^{VI}$ : ZnTe, ZnSe, CdTe, CdS и т.п. Эти полупроводники также имеют в среднем 4 валентных электрона на 1 атом, но ионная связь в них более сильно выражена. У некоторых из них ковалентная связь преобладает над ионной, у других она слабее, но и те и другие обладают свойствами полупроводников, хотя и не столь ярко выраженными, как в предыдущих группах.

- *Элементы VI и V групп и их аналоги.* Полупроводниковые свойства элементов VI группы Te и Se были известны раньше, чем Ge и Si, причем Se широко использовался в выпрямителях электрического тока и фотоэлементах. Элементы V группы As, Sb и Bi – полуметаллы, близкие по свойствам к полупроводникам, а их ближайшие аналоги – соединения типа  $A^{IV}B^{VI}$  (PbS, PbTe, SnTe, GeTe и т.п.), имеющие в среднем по 5 валентных электронов на атом, образуют одну из наиболее важных групп полупроводников, известную в первую очередь применением PbS, PbSe и PbTe в качестве приемников инфракрасного излучения. Вообще, среди соединений элементов VI группы (O, S, Se, Te) с элементами I–V групп очень много полупроводников, большинство из которых мало изучено.

- *Соединения элементов VI группы с переходными или редкоземельными металлами* – Ti, V, Mn, Fe, Ni, Sm, Eu и т.п. В этих полупроводниках преобладает ионная связь. Большинство из них

обладает той или иной формой магнитного упорядочения (ферромагнетики или антиферромагнетики). Сочетание полупроводниковых и магнитных свойств и их взаимное влияние интересно как с теоретической точки зрения, так и для многих практических применений.

- *Органические полупроводники.* Их удельная электрическая проводимость, как правило, мала ( $\sigma \sim 10^{-10} \text{ См}\cdot\text{см}^{-1}$ ) и сильно возрастает под действием света. Однако некоторые органические полупроводники (кристаллы и полимеры на основе соединений тетрацианхинодиметана TCNQ, комплексы на основе фталоцианина, перилена, виолантрена и др.) имеют при комнатной температуре удельную электропроводность, сравнимую с проводимостью хороших неорганических полупроводников.

Полупроводниковый материал, используемый для изготовления приборов, должен иметь очень высокую степень чистоты. Так, в кремнии содержание случайных примесей не должно превышать  $1 \cdot 10^{-11} \%$ , в германии –  $5 \cdot 10^{-9} \%$ , в селене –  $8 \cdot 10^{-3} \%$ . Высокая степень чистоты полупроводниковых материалов достигается применением специальных технологий. Наиболее эффективным способом очистки полупроводников от примесей является *метод зонной плавки*.

Воспроизводимость характеристик полупроводниковых приборов во многом зависит от структурного совершенства исходных кристаллов. Поэтому полупроводниковый материал должен иметь монокристаллическую структуру. Наиболее совершенные монокристаллы получают *методом вытягивания из расплава (метод Чохральского)*.

## 8.2 Модели структур полупроводников

Изучение электрических свойств полупроводников и полупроводниковых приборов чаще всего проводят на основе применения *модели ковалентной связи и модели энергетических зон (зонной модели)*.

Модель ковалентной связи настолько проста, что ее применимость ограничена. Ценность заключается в том, что она позволяет

описать процессы переноса заряда в полупроводнике на интуитивном уровне. Данная модель дает возможность получить некоторые качественные представления о внутренних физических процессах в кристаллических твердых телах. Эти сведения необходимы на этапе, предшествующем строгому математическому изучению.

Модель энергетических зон позволяет количественно изучить явления переноса носителей заряда в полупроводниковых устройствах. Используется как в графической форме, так и в аналитической.

Изучение процессов движения носителей заряда в полупроводниках целесообразно начинать с модели ковалентной связи, а затем переходить к модели энергетических зон.

### Модель ковалентной связи

Применяемые в электронике полупроводники относятся к монокристаллическим веществам. Это означает, что по всему объему такого вещества атомы расположены в строго периодической последовательности на определенных постоянных расстояниях друг от друга, образуя трехмерную периодическую структуру, называемую *кристаллической решеткой*.

Кристаллическая решетка германия и кремния, получивших наибольшее применение в полупроводниковой электронике, называется тетраэдрической или решеткой типа алмаза. В ее основе лежит пространственная фигура – тетраэдр, в углах и центре которого расположены атомы (рисунок 8.1, *а*).

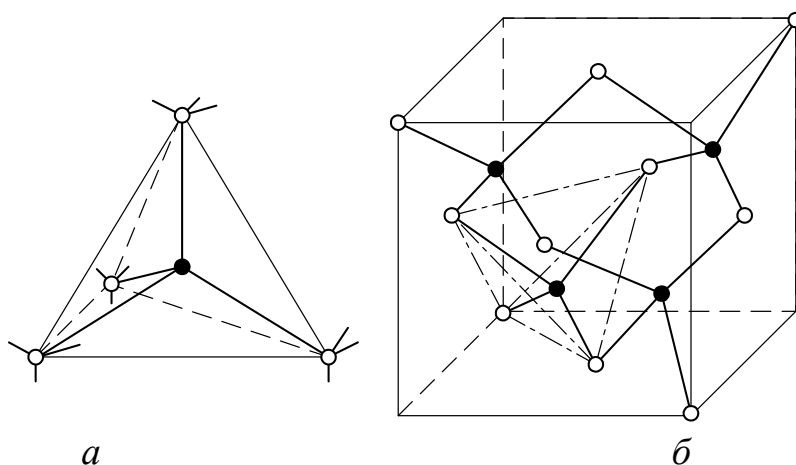


Рисунок 8.1 – Тетраэдрическая структура кристаллической решетки:  
*а* – элементарный тетраэдр; *б* – элементарная ячейка

Характерная особенность тетраэдрической системы заключается в одинаковом расстоянии центрального атома от четырех угловых.

Каждый угловой атом в свою очередь служит центральным атомом для других четырех ближайших атомов. Совокупность нескольких тетраэдров образует элементарную ячейку кубической формы (рисунок 8.1,б).

Основную роль в процессе объединения атомов в кристалле играют электроны. Межатомная связь возникает благодаря тому, что атомы в веществе расположены близко друг от друга. При этом различают ионную, металлическую и ковалентную связь. В кристаллах полупроводников реализуется ковалентная связь, при которой внешние, так называемые валентные, электроны становятся общими для соседних атомов.

Трехмерную картину ковалентных связей (см. рисунок 8.1) можно изобразить двумерной моделью (рисунок 8.2), в которой сохраняется главная особенность тетраэдрической структуры кристаллической решетки – одинаковые расстояния между смежными атомами.

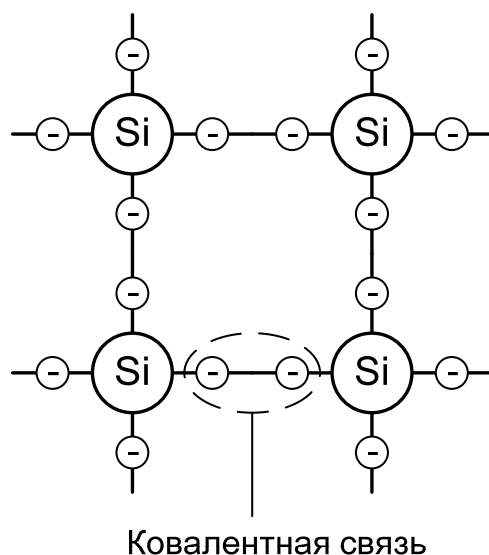


Рисунок 8.2 – Двумерная модель тетраэдрической решетки с ковалентными связями атомов

В рассмотренной идеальной кристаллической решетке все электроны связаны со своими атомами, свободные носители заряда отсутствуют, поэтому такая структура не проводит электрический



ток. Однако в полупроводниках (что коренным образом отличает их от диэлектриков) сравнительно небольшие энергетические воздействия, обусловленные, например, нагревом или облучением, могут привести к отрыву некоторых валентных электронов от своих атомов (рисунок 8.3).

Высвобожденные электроны могут участвовать в направленном движении, создавая электрический ток.

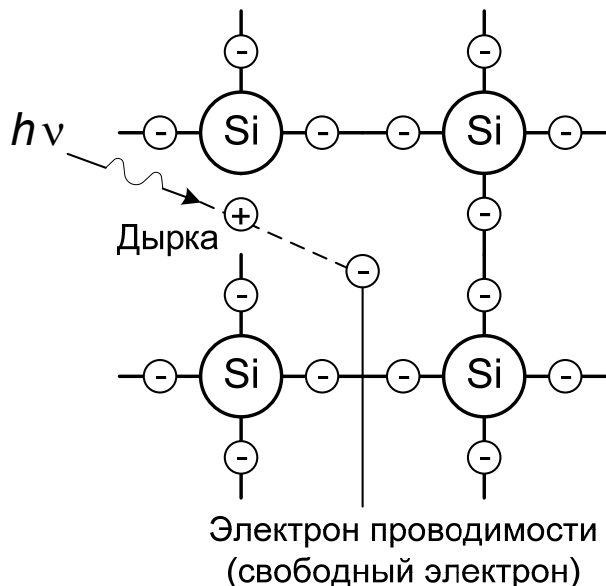


Рисунок 8.3 – Разрыв ковалентной связи

Электропроводность, обусловленную движением свободных электронов, называют *электронной*.

Освобождение какого-либо валентного электрона из атома полупроводника приводит к тому, что в системе ковалентных связей возникает пустое место. При этом атом приобретает положительный заряд, численно равный заряду электрона, становясь положительно заряженным ионом.

Отсутствие электрона в атоме полупроводника условно назвали *дыркой*. Атом с дыркой (положительный ион) может притянуть к себе электрон из соседнего атома. Этот электрон при переходе заполняет дырку, а в соседнем атоме образуется новая дырка. Далее процесс повторяется. В результате дырка перемещается от одного атома к другому, создавая *дырочную электропроводность*. Дырку можно рассматривать как частицу, аналогичную электрону, но с зарядом противоположного знака. При дырочной электропроводности в действительности тоже перемещаются электроны, но более

ограниченно, чем при электронной (электроны переходят из данных атомов только в соседние атомы).

Таким образом, электрический ток в полупроводнике одновременно создается движением электронов и дырок.

У абсолютно чистого и однородного полупроводника при температуре, отличной от  $T = 0$  К, свободные электроны и дырки образуются попарно, то есть число электронов равно числу дырок. Электропроводность такого полупроводника (собственного), обусловленная парными носителями теплового происхождения, называется *собственной*.

Процесс образования пары электрон-дырка называют *генерацией носителей заряда*.

При этом генерация может быть следствием не только воздействия тепловой энергии (тепловая генерация), но и кинетической энергии движущихся частиц (ударная генерация), энергии электрического поля, энергии светового облучения (световая генерация) и так далее.

Процесс восстановления разорванных ковалентных связей называют *рекомбинацией*.

При этом носители заряда – электрон и дырка – исчезают (рекомбинируют).

Промежуток времени с момента генерации частицы, являющейся носителем заряда, до ее рекомбинации называют *временем жизни*, а расстояние, пройденное частицей за время жизни, – *диффузионной длиной*.

Так как время жизни каждого из носителей заряда различно, то для однозначной характеристики полупроводника под временем жизни чаще всего понимают среднее (среднестатистическое) время жизни носителей заряда, а под диффузионной длиной – среднее расстояние, которое проходит носитель заряда за среднее время жизни.

## **Модель энергетических зон**

Модель энергетических зон базируется на зонной теории твердого тела, основанной на применении аппарата квантовой механики к описанию поведения электронов в твердых кристаллических телах.

В общем случае квантово-механическое описание поведения электронов в кристалле требует решения уравнения Шредингера для системы частиц (электронов и ядер), образующих кристалл. В этом уравнении необходимо учесть кинетическую энергию всех электронов и ядер, потенциальную энергию взаимодействия электронов между собой, ядер между собой, электронов с ядрами. Решение такого уравнения в общем виде не представляется возможным, поскольку оно содержит порядка  $10^{22}$  переменных. Поэтому задачи, связанные с поведением электронов в кристалле, решаются при некоторых упрощающих допущениях, правомерность которых определяется конкретными свойствами кристалла.

- *Адиабатическое приближение.* В этом приближении предполагается, что валентные электроны движутся в поле неподвижных зарядов, образованных ядрами атомов и всеми электронами, исключая валентные электроны. Правомерность этого допущения определяется тем, что скорости электронов приблизительно на два порядка больше, чем скорости ядер, поэтому для любой, даже неравновесной конфигурации ядер всегда будет успевать устанавливаться соответствующее ей электронное равновесие.

Следует отметить, что в адиабатическом приближении нельзя рассматривать такие явления, как диффузия, ионная проводимость и другие, связанные с движением атомов или ионов.

- *Одноэлектронное приближение.* В этом приближении вместо взаимодействия данного электрона с остальными электронами и ядрами по отдельности рассматривают его движение в некотором результирующем усредненном поле остальных электронов и ядер. Такое поле называют *самосогласованным*. Таким образом, в одноэлектронном приближении задача сводится к независимому описанию каждого электрона в среднем внешнем поле с потенциальной энергией  $U(r)$ . Вид функции  $U(r)$  определяется свойствами симметрии кристалла.

Основное свойство самосогласованного поля заключается в том, что оно имеет тот же период, что и поле ядер.

Адиабатическое и одноэлектронное приближения приводят к задаче движения электрона в некотором периодическом потенциальном поле, имеющем период, равный постоянной решетки кристалла. Уравнение Шредингера в этом случае принимает вид

$$\Delta\psi(r) + \frac{2m_e}{\hbar} [E - U(r)]\psi(r) = 0, \quad (8.1)$$

где  $\psi(r)$  – волновая функция;  $\Delta$  – оператор Лапласа;  $m_e$  – масса покоя электрона;  $E$  – полная энергия электрона в кристалле.

Точное решение уравнения Шредингера в адиабатическом и одноэлектронном приближениях оказывается достаточно сложным из-за невозможности точного определения вида функции  $U(r)$ . Поэтому для определения характера энергетического спектра электронов в кристалле рассматривают предельные случаи взаимодействия электронов с кристаллической решеткой: *приближение сильносвязанных электронов* и *приближение слабосвязанных электронов*. Частным случаем приближения слабосвязанных электронов является *приближение свободных электронов*.

В приближении сильносвязанных электронов полагают, что состояние электрона в кристалле мало отличается от его состояния в изолированном атоме, то есть потенциальная энергия электрона значительно больше его кинетической энергии.

Такой подход применим для описания поведения электронов глубоких энергетических уровней, хорошо иллюстрирует общие закономерности образования кристаллической решетки при сближении изолированных атомов.

В приближении слабосвязанных электронов электроны в кристалле рассматривают как почти свободные частицы, на движение которых поле кристаллической решетки оказывает слабое возмущение.

Данное допущение применимо, когда потенциальная энергия взаимодействия электрона с кристаллической решеткой много меньше его кинетической энергии. Такой подход позволяет рассматривать поведение валентных электронов.

Приближение свободных электронов является предельным случаем приближения слабосвязанных электронов, когда потенциальную энергию их взаимодействия с полем кристаллической решетки принимают равной нулю.

Приближение свободных электронов используется для описания поведения электронов проводимости в металлах.

Фундаментальным свойством энергетического распределения электронов в кристаллах является возникновение разрешенных и запрещенных энергетических зон. Математическое обоснование этого свойства удастся получить, используя и приближение сильносвязанных электронов, и приближение слабосвязанных электронов.

Рассмотрим образование энергетических зон на примере формирования кристаллической решетки из изолированных атомов натрия, используя приближение сильносвязанных электронов. Поскольку в приближении сильносвязанных электронов предполагается, что состояние электрона в кристалле незначительно отличается от его состояния в изолированном атоме, будем исходить из энергетической структуры изолированного атома натрия (рисунок 8.4).

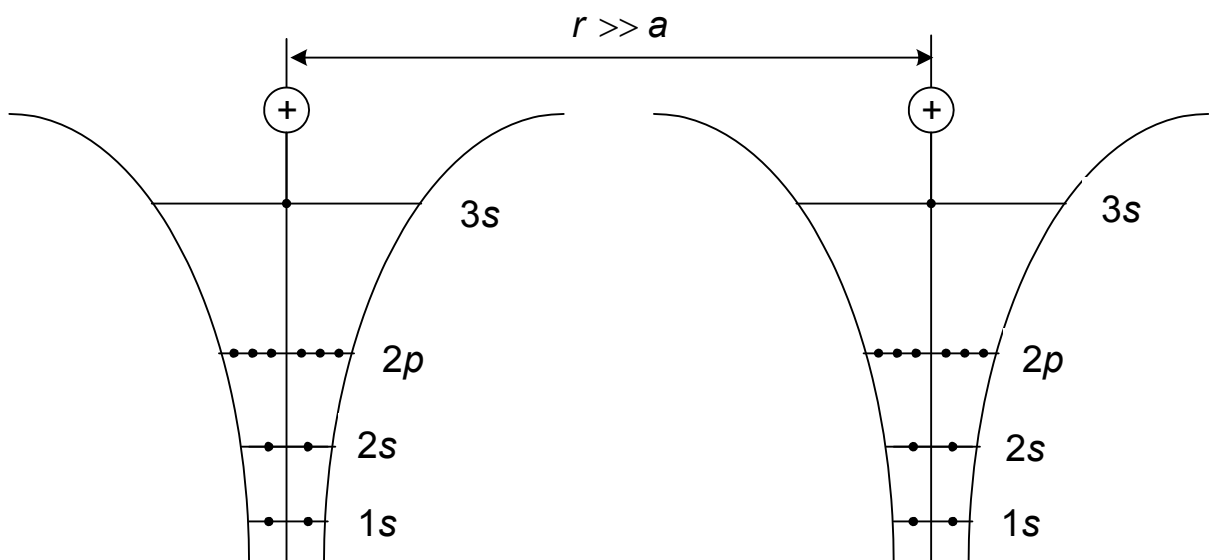


Рисунок 8.4 – Энергетическая структура изолированного атома натрия

Электронная формула натрия ( $\text{Na}^{11}$ ) имеет вид  $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ . В атоме натрия 11 электронов: по два электрона на подуровнях  $1s$  и  $2s$ , 6 электронов на подуровне  $2p$  и один валентный электрон на подуровне  $3s$  (см. рисунок 8.4). Так как атом натрия содержит один валентный электрон, он относится к водородоподобным атомам. Потенциальная энергия электронов в водородоподобных атомах определяется сферически симметричным полем их взаимодействия с ядром:

$$U(r) = -\frac{Zq_e^2}{r},$$

где  $r$  – расстояние электрона от ядра;  $Z$  – зарядовое число атома. Для атома натрия  $Z = 11$ .

Уравнение Шредингера (8.1) для электрона в водородоподобном атоме имеет вид

$$\Delta\psi(r) + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{Zq_e^2}{r} \right) \psi(r) = 0. \quad (8.2)$$

Электроны в составе атома обладают отрицательной, а свободные электроны – положительной полной энергией. Для отрицательной полной энергии уравнение (8.2) имеет конечные и непрерывные решения только при дискретных значениях энергии, определяемых формулой

$$E_n = -\frac{m_e q_e^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Состояния электронов атома описываются собственными волновыми функциями, зависящими от трех целочисленных параметров (квантовых чисел): главного квантового числа  $n$ , орбитального квантового числа  $l$  и магнитного квантового числа  $m$ . Каждый отдельный атом можно уподобить своеобразной энергетической яме, ограниченной кривой потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром.

Если имеется система из  $N$  одинаковых атомов, достаточно удаленных друг от друга ( $r \geq a$ ), то взаимодействие между атомами практически отсутствует и энергетические уровни электронов остаются без изменений. Атомы оказываются отделенными друг от друга потенциальными барьерами шириной  $r$ , которые препятствуют свободному переходу электронов от одного атома к другому.

При сближении атомов на расстояние, равное параметру кристаллической решетки  $r = a$  (рисунок 8.5), происходит перекрытие их электронных оболочек, что существенно изменяет характер поведения электронов: электроны могут без изменения энергии посредством обмена переходить от одного атома к другому, то есть перемещаться по кристаллу.

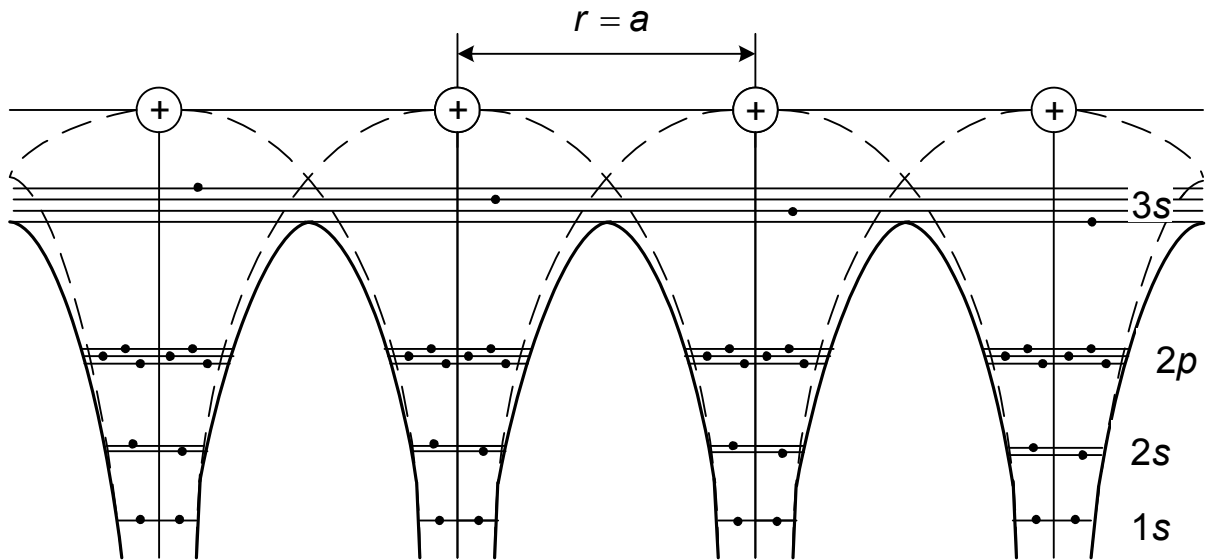


Рисунок 8.5 – Энергетическая структура кристалла натрия

Обменное взаимодействие имеет чисто квантовую природу и является следствием неразличимости электронов.

В этом случае уже нельзя говорить о принадлежности того или иного электрона определенному атому – каждый валентный электрон принадлежит всем атомам кристаллической решетки одновременно. Иными словами, при перекрытии электронных оболочек происходит обобществление электронов.

Взаимодействие с соседними атомами оказывает влияние на первоначальные атомные энергетические уровни: из-за притяжения электронов одного атома ядрами соседних атомов снижается высота потенциальных барьеров, разделяющих электроны уединенных атомов, а энергетические уровни несколько смещаются.

В приближении сильной связи потенциальная энергия электрона в кристалле  $U(r)$  может быть представлена суммой

$$U(r) = U_a + \Delta U(r) = -\frac{Zq_e^2}{r} + \Delta U(r), \quad (8.3)$$

где  $U_a$  – потенциальная энергия электрона в изолированном атоме;  $\Delta U(r)$  – поправка, учитывающая влияние соседних атомов.

Уравнение Шредингера (8.1), описывающее поведение сильно-связанных электронов в кристалле, принимает вид

$$\Delta \psi(r) + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{Zq_e^2}{r} + \Delta U(r) \right) \psi(r) = 0. \quad (8.4)$$

Вследствие обменного взаимодействия атомов при образовании кристаллической решетки каждый дискретный энергетический уровень изолированных атомов расщепляется на ряд близко расположенных энергетических уровней, число которых равно числу атомов в кристалле.

В результате расщепления энергетических уровней отдельных атомов образуются энергетические зоны, называемые *разрешенными энергетическими зонами*. Каждая зона занимает определенную область энергии и характеризуется ее минимальным и максимальным значением. Верхний энергетический уровень разрешенной зоны называется ее *потолком*, нижний – *дном*. Ширина разрешенных энергетических зон не зависит от размеров кристалла, а определяется лишь природой атомов, образующих твердое тело, и симметрией кристаллической решетки.

Для кристаллов натрия, обладающих простой кубической решеткой, решение уравнения Шредингера (8.4) в приближении сильной связи приводит к следующему выражению для энергии электрона:

$$E = E_n + C + 2E_a (\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a), \quad (8.5)$$

где  $E_n$  – дискретное разрешенное значение энергии электрона в изолированном атоме;  $C$  – константа, определяющая смещение энергетических уровней в кристалле (может принимать положительные и отрицательные значения);  $E_a$  – энергия обменного взаимодействия между соседними атомами (обменный интеграл), зависящая от перекрытия волновых функций атомов;  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$  – компоненты волнового вектора электрона;  $a$  – параметр решетки кристалла.

Энергия потолка разрешенной энергетической зоны, образованной расщепленным энергетическим уровнем  $E_n$  изолированного атома, определяется из формулы (8.5) при  $\cos k_x a = \cos k_y a = \cos k_z a = 1$ :

$$E_{\max} = E_n + C + 6E_a.$$

Энергии дна разрешенной энергетической зоны соответствуют значения  $\cos k_x a = \cos k_y a = \cos k_z a = -1$ :  $E_{\min} = E_n + C - 6E_a$ .



Разница энергий потолка и дна разрешенной энергетической зоны определяет ее ширину:

$$\Delta E = E_{\max} - E_{\min} = 12E_a. \quad (8.6)$$

Полученное выражение (8.6) для ширины энергетической зоны, как отмечалось выше, соответствует простой кубической решетке. Для гранецентрированной решетки ширина разрешенной энергетической зоны составляет  $24E_a$ , для объемно-центрированной –  $16E_a$  и т.д.

Обменная энергия  $E_a$  зависит от степени перекрытия электронных оболочек, поэтому энергетические уровни внутренних оболочек атомов, которые сильнее локализованы вблизи ядра, расщепляются меньше, чем уровни валентных электронов.

Разрешенные энергетические зоны могут перекрывать друг друга или разделяться одна от другой интервалами, называемыми *запрещенными зонами* – областями значений энергии, которыми электроны в идеальном кристалле не могут обладать.

С увеличением энергии ширина разрешенных зон увеличивается, а ширина запрещенных зон уменьшается.

Перекрытие разрешенных энергетических зон имеет место в верхней части энергетического спектра, где уровни энергии отдельных атомов весьма близко расположены один от другого. В результате этого в энергетическом спектре твердого тела возникает единая верхняя разрешенная зона.

Каждая энергетическая зона образована набором дискретных энергетических уровней, количество которых определяется числом атомов твердого тела. Это значит, что в кристалле конечных размеров расстояние между энергетическими уровнями в пределах зоны обратно пропорционально числу атомов. В кристалле объемом  $1 \text{ см}^3$  содержится  $10^{22}$ – $10^{23}$  атомов. Ширина разрешенных энергетических зон не превышает единиц электронвольт. Отсюда следует, что разница энергий отдельных энергетических уровней в зоне составляет величину порядка  $10^{-22}$ – $10^{-23}$  эВ, т.е. спектр энергии в пределах разрешенных энергетических зон можно считать практически непрерывным (квазинепрерывным).

Зонная структура твердого кристаллического тела может быть получена непосредственно из решения уравнения Шредингера (8.1) для электрона, движущегося в периодическом силовом поле кристаллической решетки:  $U(r + R) \equiv U(r)$ , где  $R$  – любой примитивный вектор трансляции.

## **Эффективная масса электрона в кристалле и ее физический смысл**

Особенности движения электронов в кристаллах обусловлены их взаимодействием с кристаллической решеткой. Тем не менее, движение отдельного электрона в кристалле можно описать уравнением, в котором учитываются только внешние по отношению к кристаллу силы.

Электрону в кристалле соответствует группа волн де Бройля (волновой пакет) с различными значениями частот  $\omega$  и волновых векторов  $k$ . Центр волнового пакета перемещается в пространстве с групповой скоростью

$$v_{\text{гр}} = \left\{ \frac{\partial \omega}{\partial k_x}, \frac{\partial \omega}{\partial k_y}, \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \right\}.$$

При одномерном перемещении приращение энергии электрона  $dE$  под действием внешней силы  $F$  равно элементарной работе  $dA$ , которую совершает внешняя сила за бесконечно малый промежуток времени  $dt$ :

$$dE = dA = Fdx = Fv_{\text{гр}}dt. \quad (8.7)$$

Учитывая, что круговая частота волны де Бройля связана с энергией соотношением  $\omega = E/\hbar$ , имеем следующее выражение для групповой скорости волнового пакета:

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}. \quad (8.8)$$

Подставляя выражение (8.8) для групповой скорости в формулу (8.7), находим

$$dE = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt. \quad (8.9)$$

Из выражения (8.9) следует

$$\frac{d}{dt}(\hbar k) = F. \quad (8.10)$$

Уравнение (8.10) показывает, что для электрона в кристалле связь величины  $\hbar k$  с внешней действующей силой аналогична связи между внешней силой и импульсом частицы в классической механике  $\frac{dp}{dt} = F$ .

Несмотря на это, величину  $\hbar k$  нельзя отождествить с импульсом электрона в кристалле, поскольку вектор  $k$  характеризуется пространственной периодичностью, а его компоненты определены с точностью до слагаемых, кратных величине  $\frac{2\pi}{a}$ , где  $a$  – параметр кристаллической решетки. Однако в пределах первой зоны Бриллюэна величина  $\hbar k$  обладает всеми свойствами импульса, поэтому носит название *квазиимпульса* электрона в кристалле.

Ускорение  $a$ , приобретаемое электроном при одномерном перемещении под действием внешней силы  $F$ , учитывая, что энергия электрона является функцией времени, определяется выражением

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt}. \quad (8.11)$$

Из уравнения (8.10) следует, что  $\frac{dk}{dt} = \frac{F}{\hbar}$ , тогда соотношение (8.11) принимает вид

$$a = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} F. \quad (8.12)$$

Рассматривая выражение (8.12) как запись второго закона Ньютона, приходим к выводу, что движение электрона в кристалле под действием внешней силы эквивалентно движению свободной микрочастицы, обладающей массой

$$m_n^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}}. \quad (8.13)$$

Величину  $m_n^*$ , определяемую выражением (8.13), называют *эффективной массой электрона в кристалле*.

Строго говоря, эффективная масса представляет собой параметр, который относится не к отдельному электрону, а к системе электронов в кристалле в целом с учетом особенностей их взаимодействия с кристаллической решеткой.

Использование понятия эффективной массы позволяет вместо математического описания поведения реального электрона в потенциальном силовом поле кристаллической решетки рассматривать более простое описание поведения эквивалентной свободной микрочастицы. Такая эквивалентная микрочастица обладает лишь зарядом и спином реального электрона, а остальные ее параметры (квазиимпульс, эффективная масса, кинетическая энергия и т.д.) определяются свойствами периодического силового поля кристаллической решетки. Для того чтобы подчеркнуть отличие введенной микрочастицы от реального электрона, ее принято называть *квази-электроном, носителем отрицательного заряда* или *носителем заряда  $n$ -типа*.

Известно, что свойства эффективной массы электрона в кристалле определяются видом дисперсионного соотношения. Для электронов, расположенных вблизи дна разрешенной энергетической зоны, дисперсионное соотношение можно приблизительно описать параболической функцией

$$E = E_{\min} + Ck^2, \quad C > 0. \quad (8.14)$$

Электроны в кристалле с дисперсионным соотношением (8.14) обладают положительной эффективной массой

$$m_n^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2}{dk^2}(E_{\min} + Ck^2)} = \frac{\hbar^2}{2C} > 0.$$

Такие электроны ускоряются под действием внешнего электрического поля, однако сообщаемое им ускорение может существенно отличаться от ускорения свободных электронов.

Для многих металлов концентрация электронов в частично заполненной разрешенной энергетической зоне мала, электроны располагаются вблизи дна зоны и, следовательно, обладают поло-

жительной эффективной массой. Если к тому же эти электроны слабо связаны с кристаллической решеткой, то их эффективная масса незначительно отличается от массы покоя электрона.

Для электронов, расположенных вблизи потолка энергетической зоны, дисперсионное соотношение можно приблизительно описать параболической функцией

$$E = E_{\max} - D \left( \frac{\pi}{a} - k \right)^2, \quad D > 0. \quad (8.15)$$

Электроны в кристалле с дисперсионным соотношением (8.15) обладают отрицательной эффективной массой

$$m_n^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2}{dk^2} \left( E_{\max} - D \left( \frac{\pi}{a} - k \right)^2 \right)} = -\frac{\hbar^2}{2D} < 0.$$

Электроны с отрицательной эффективной массой под действием внешнего электрического поля замедляются. Такая особенность поведения электрона в кристалле объясняется тем, что электрон в кристалле обладает не только кинетической энергией  $E_k$  поступательного движения, но и потенциальной энергией  $U$  взаимодействия с полем кристаллической решетки. Поэтому одна часть работы  $A$  внешней силы может вызывать приращение кинетической энергии  $\Delta E_k$ , а другая часть – приращение потенциальной энергии  $\Delta U$ :  $A = \Delta E_k + \Delta U$ .

Если в потенциальную энергию электрона переходит вся работа внешней силы, а также часть его кинетической энергии ( $\Delta E_k < 0$ ), то скорость электрона будет уменьшаться, то есть его поведение будет эквивалентно поведению свободной микрочастицы с отрицательной массой.

Если вся работа внешней силы переходит в потенциальную энергию электрона ( $A = \Delta U$ ), а приращение его кинетической энергии не происходит ( $\Delta E_k = 0$ ), то электрон под действием внешней силы будет двигаться равномерно.

### 8.3 Собственная электропроводность полупроводников

Из структуры энергетических зон полупроводников следует, что при температуре абсолютного нуля собственные полупроводники не проводят электрический ток. При нагревании полупроводников часть электронов валентной зоны приобретает энергию, достаточную для их перехода в зону проводимости, в результате чего возникает заметная электропроводность. С увеличением температуры число электронов в зоне проводимости увеличивается и вместе с этим растет электропроводность полупроводника. Помимо температуры, возбуждение электронов проводимости может возникать и под действием других факторов, способных сообщить электронам энергию, достаточную для их перехода из валентной зоны в зону проводимости. Этими факторами могут быть световое облучение, ионизирующее излучение и др. Процесс образования электронов проводимости с позиции модели энергетических зон иллюстрируется на рисунке 8.6. Схема энергетических состояний электронов, представленная на рисунке 8.6, получила название *энергетической (зонной) диаграммы*.

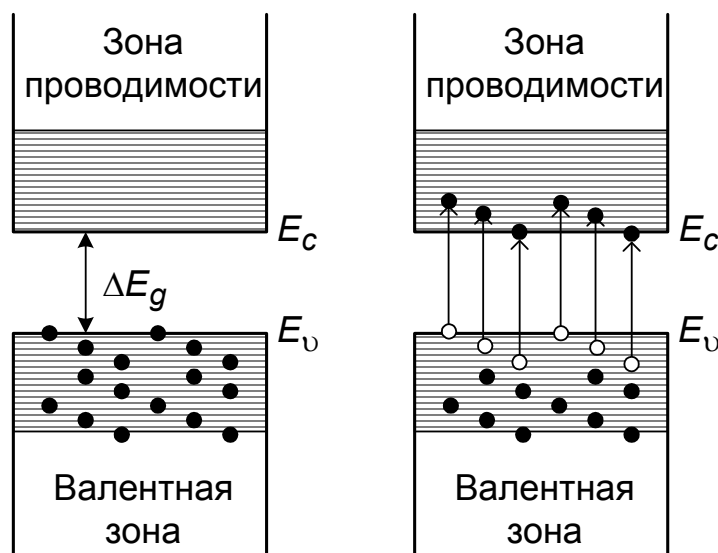


Рисунок 8.6 – Энергетическая зонная диаграмма  
собственного полупроводника

Рассмотренный механизм возникновения электропроводности полупроводниковых кристаллов справедлив для абсолютно чистых

материалов, не содержащих примесей, влияющих на электропроводность. Такие полупроводники называются *собственными*, а их электропроводность – *собственной электропроводностью*.

К собственным полупроводникам относятся кристаллы чистых химических элементов, среди которых германий, кремний, селен, теллур и др., а также некоторые химические соединения: арсенид галлия (GaAs), арсенид индия (InAs), антимонид индия (InSb), карбид кремния (SiC) и многие другие.

Выше показано, что электроны, расположенные вблизи потолка разрешенной энергетической зоны, обладают отрицательной эффективной массой. Именно такие электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости и обеспечивают электропроводность полупроводника. Каждому электрону, перешедшему в зону проводимости, в валентной зоне соответствует незанятое (вакантное) состояние, которое называют *дырочным состоянием* или *дыркой*.

Дырочные состояния на рисунке 8.7 обозначены светлыми кружками. Наличие вакансий в валентной зоне позволяет электронам этой зоны изменять свое энергетическое состояние под действием внешнего электрического поля.

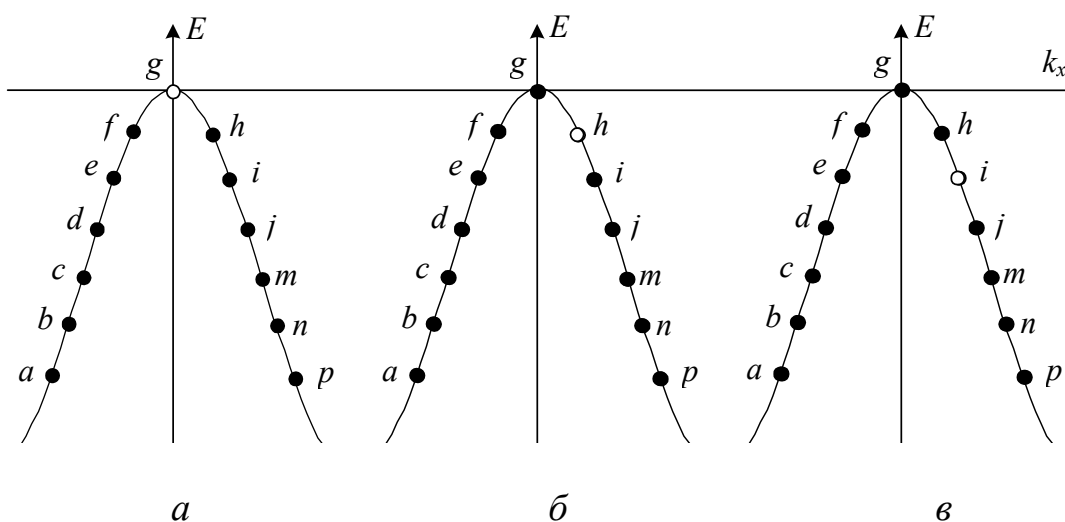


Рисунок 8.7 – Механизм дырочной электропроводности с позиции модели энергетических зон

Рассмотрим подробнее данный процесс на примере кристалла полупроводника, в валентной зоне которого имеется одно вакантное состояние. Так как электроны стремятся расположиться на уровнях с наименьшей энергией, то при отсутствии внешнего

электрического поля вакантное состояние будет занимать энергетический уровень потолка валентной зоны (см. рисунок 8.7,*а*). Энергетические состояния, занятые электронами валентной зоны, обозначены на рисунке 8.7 точками, расположенными на дисперсионной кривой.

Если к полупроводнику приложить внешнее электрическое поле с напряженностью  $E$ , направленной вдоль оси  $x$ , то компонент  $k_x$  волнового вектора каждого электрона получит отрицательное приращение, что следует из уравнения движения

$$\hbar \frac{dk_x}{dt} = -q_e E. \quad (8.16)$$

Следовательно, электроны валентной зоны будут перемещаться в направлении, противоположном направлению напряженности электрического поля (см. рисунок 8.7,*б,в*). В результате движения электронов вакантное состояние вначале переместится в точку  $h$ , а затем – в точку  $i$  и т.д. Таким образом, последовательное перемещение электронов по энергетическим уровням под влиянием электрического поля эквивалентно перемещению дырки в противоположном направлении.

Суммарный волновой вектор электронов в полностью заполненной энергетической зоне равен нулю, поскольку дисперсионное соотношение представляет собой четную функцию и каждому электрону с волновым вектором  $k$  всегда найдется электрон с противоположным по знаку волновым вектором ( $-k$ ). Если энергетическое состояние, которому соответствует волновой вектор  $k_n$ , становится вакантным, то суммарный волновой вектор системы электронов становится равным ( $-k_n$ ). Таким образом, дырке следует приписать волновой вектор

$$k_p = -k_n. \quad (8.17)$$

С учетом выражений (8.16) и (8.17) уравнение движения дырки будет иметь вид

$$\hbar \frac{dk_p}{dt} = q_e E. \quad (8.18)$$

Уравнение (8.18) описывает движение носителя положительного заряда в электрическом поле, поэтому дырке приписывают



положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона.

Так как дырка представляет собой микрочастицу и, следовательно, ей соответствует волновой пакет, ускорение, приобретаемое дыркой за счет работы внешней силы, определяется выражением

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{F}{m_p^*} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk_p} \right) = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{d(-k_n)} \right) = - \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk_n} \right) = \\
 &= - \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk_n^2} \frac{dk_n}{dt} = - \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk_n^2} F = - \frac{F}{m_n^*}.
 \end{aligned} \tag{8.19}$$

Из выражения (8.19) видно, что эффективная масса дырки равна по абсолютной величине и противоположна по знаку эффективной массе электрона, расположенного вблизи потолка валентной зоны. Выше отмечалось, что эффективная масса электронов, расположенных вблизи потолка валентной зоны, является отрицательной, следовательно, дырка обладает положительной эффективной массой.

Таким образом, обусловленное действием внешнего электрического поля движение электронов в валентной зоне, содержащей вакантные состояния, эквивалентно движению дырок, происходящему в направлении, противоположном перемещению электронов.

## 8.4 Электропроводность примесных полупроводников

Удельное сопротивление полупроводников существенно меняется при введении в их кристаллическую решетку определенного количества специально подобранных химических добавок – примесей. Например, введение одного атома бора на  $10^5$  атомов кристалла кремния обеспечивает увеличение электропроводности при комнатной температуре в 1000 раз.

Полупроводники, электрические характеристики которых определяются примесями, носят название *примесных полупроводников*, а обусловленная внедрением примесей электропроводность – *примесной электропроводностью*.

Большинство полупроводниковых приборов изготавливают на основе примесных полупроводников. В рабочем диапазоне температур поставщиками основного количества носителей заряда в примесном полупроводнике должны быть примеси. Поэтому важнейшее практическое значение имеют полупроводниковые материалы, у которых ощутимая собственная концентрация носителей заряда появляется при возможно более высокой температуре, то есть полупроводники с достаточно большой шириной запрещенной зоны.

В полупроводниках, состоящих из атомов одного химического элемента, примесями являются чужеродные атомы, которые замещают часть основных атомов полупроводника в узлах кристаллической решетки.

В полупроводниках, состоящих из атомов нескольких химических элементов, примесями могут быть как чужеродные атомы, так и избыточные по отношению к стехиометрическому составу атомы химических элементов, образующих сложный полупроводник.

Помимо атомов посторонних химических элементов роль примесей могут играть различные дефекты кристаллической решетки: пустые узлы, дислокации или сдвиги, возникающие при пластических деформациях, и т.д. В связи с этим вместо термина «примесная электропроводность» иногда используют более общий термин «дефектная электропроводность». Механизм примесной электропроводности зависит от типа используемой примеси.

Рассмотрим кристалл кремния, в котором часть основных атомов кристаллической решетки замещена примесными атомами фосфора. У атома фосфора пять валентных электронов, четыре из которых участвуют в образовании ковалентных связей с четырьмя соседними атомами кремния, а пятый электрон оказывается избыточным. Из-за большой диэлектрической проницаемости полупроводника кулоновское притяжение избыточного электрона ядром фосфора в значительной мере ослаблено, поэтому радиус орбитали избыточного электрона оказывается большим и может достигать до нескольких межатомных расстояний (рисунок 8.8).

Достаточно небольшого энергетического воздействия, чтобы оторвать избыточный электрон от примесного атома и сделать его свободным, при этом атом примеси превращается в положительно

заряженный ион, неподвижно закрепленный в узле кристаллической решетки. Свободные электроны примесного происхождения добавляются к собственным свободным электронам, поэтому электропроводность полупроводника становится преимущественно электронной.

Такие примесные полупроводники называются *электронными (донорными) полупроводниками* или *полупроводниками n-типа*, а примеси, обуславливающие электронную проводимость, – *донорными примесями*.

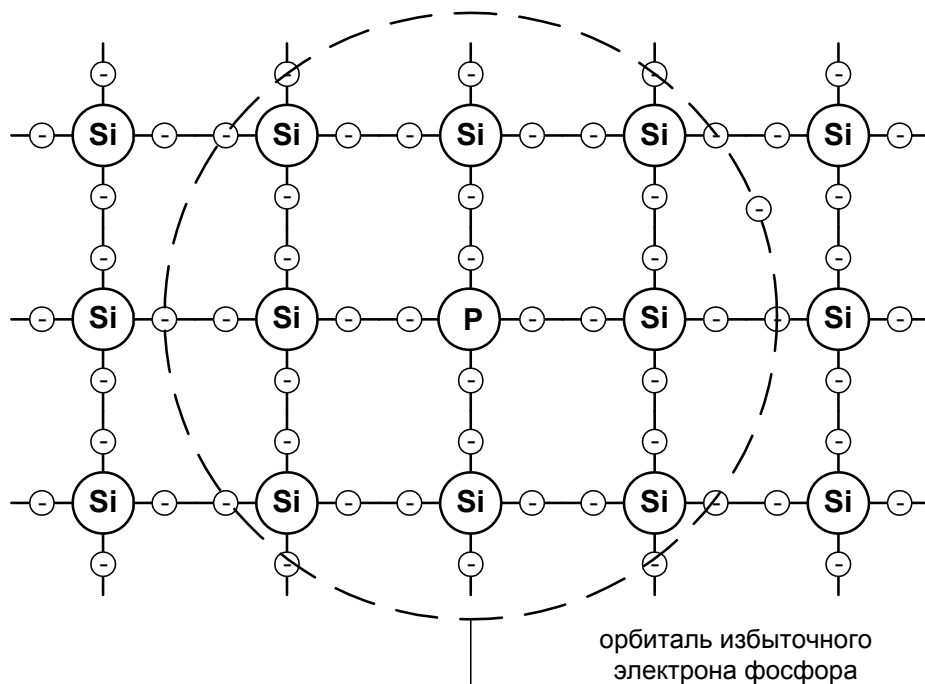


Рисунок 8.8 – Внедрение донорной примеси в кристалл кремния

В отличие от собственных полупроводников, образование свободных электронов, обусловленное донорными примесями, не сопровождается образованием дырок, поэтому в полупроводниках *n-типа основными носителями заряда* являются электроны, а *неосновными носителями заряда* – дырки.

Наиболее распространенными донорными примесями по отношению к кристаллам кремния и германия являются атомы пятой группы периодической системы элементов Д.И. Менделеева: фосфор, мышьяк, сурьма, висмут.

Минимальная энергия, которую необходимо сообщить избыточному электрону донорной примеси, чтобы сделать его свободным, называется *энергией ионизации донорной примеси*.

Энергию ионизации донорной примеси можно оценить на основе простой модели, подобной боровской модели водородоподобного атома. Согласно этой модели избыточный электрон примесного атома движется по круговой орбите в кулоновском поле сил положительного иона, ослабленном диэлектрическими свойствами кристалла полупроводника. Учитывая относительную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$  полупроводника и используя в качестве массы электрона его эффективную массу в кристалле, получим выражение энергии ионизации донорной примеси:

$$\Delta E_n = \frac{q_e^4 m_n^*}{2(4\pi\epsilon\epsilon_0\hbar)^2}. \quad (8.20)$$

Для кремния  $\epsilon = 11,7$ ;  $m_n^* \approx 0,2m_e$ , в итоге формула (8.20) дает оценочный результат  $\Delta E_n \approx 0,02$  эВ, тогда как экспериментальное значение энергии ионизации фосфора в кремнии составляет 0,044 эВ.

Энергии ионизации других донорных примесей в кремнии и германии являются величинами того же порядка, что и для фосфора (таблица 8.1).

Таблица 8.1 – Значение энергии ионизации пентавалентных примесей в германии и кремнии

Примесь	Энергия ионизации $\Delta E_n$ , эВ	
	Германий	Кремний
Фосфор	0,0120	0,044
Мышьяк	0,0127	0,049
Сурьма	0,0096	0,039
Висмут	–	0,069

Если в кристаллическую решетку кремния в качестве примеси внедрить атомы какого-либо трехвалентного элемента, например бора, то для установления химических связей с четырьмя соседними атомами кристаллической решетки у примесного атома будет не хватать одного электрона, вследствие чего одна ковалентная связь оказывается ненасыщенной, то есть образуется вакансия (дырка). Потребность в установлении четырех химических связей приводит

к тому, что атом бора может захватить недостающий электрон у одного из соседних атомов кремния. Захваченный электрон локализуется в примесном атоме и не принимает участия в создании электрического тока, так как атом-акцептор достроил свою оболочку до устойчивого состояния. В результате примесный атом превращается в отрицательный ион, неподвижно закрепленный в узле кристаллической решетки, а вблизи атома кремния, отдавшего электрон, появляется вакантное энергетическое состояние – дырка. За счет эстафетного перехода электронов от одного атома к другому дырка может перемещаться по кристаллу (рисунок 8.9).

Дырки примесного происхождения добавляются к собственным дыркам, поэтому электропроводность полупроводника становится преимущественно дырочной. Такие примесные полупроводники называются *дырочными (акцепторными) полупроводниками* или *полупроводниками p-типа*, а примеси, обуславливающие дырочную проводимость, – *акцепторными примесями*.

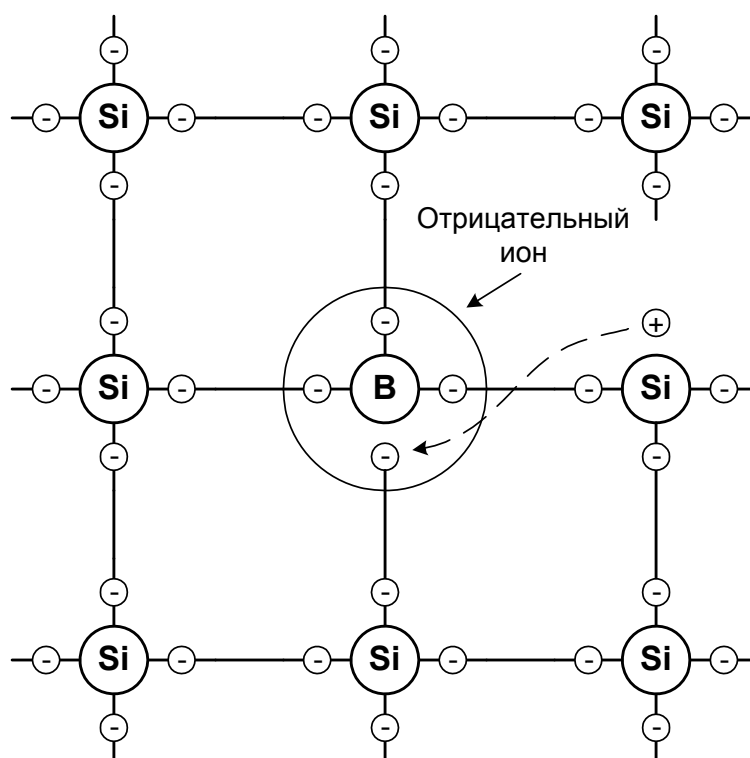


Рисунок 8.9 – Внедрение акцепторной примеси в кристалл кремния

В отличие от собственных полупроводников, образование свободных дырок, обусловленное акцепторными примесями, не сопровождается образованием свободных электронов, поэтому

в полупроводниках  $p$ -типа основными носителями заряда являются дырки, а неосновными – свободные электроны. Наиболее распространенными акцепторными примесями по отношению к кристаллам кремния и германия являются атомы третьей группы периодической системы элементов Д.И. Менделеева: бор, алюминий, галлий, индий.

Минимальная энергия, необходимая атому-акцептору, чтобы захватить у соседнего атома кристаллической решетки электрон, недостающий для образования устойчивой электронной оболочки, называется *энергией ионизации акцепторной примеси*.

Численно величина энергии ионизации акцепторной примеси близка к энергии ионизации донорной примеси (таблица 8.2).

Таблица 8.2 – Значение энергии ионизации трехвалентных примесей в германии и кремнии

Примесь	Энергия ионизации $\Delta E_p$ , эВ	
	Германий	Кремний
Бор	0,0104	0,045
Алюминий	0,0102	0,057
Галлий	0,0108	0,065
Индий	0,0112	0,160

Следует отметить, что для полупроводников типа  $A^{III}B^V$  (GaAs, InSb, GaP, InP и т.п.) донорными примесями являются элементы VI группы (Te), а акцепторными – элементы II группы (Cd, Zn). Донорные атомы замещают атомы элемента B, а акцепторные – атомы элемента A с образованием соответственно свободного электрона и дырки.

Часто в полупроводнике одновременно присутствуют и донорные, и акцепторные примеси в концентрациях  $N_D$  и  $N_A$  соответственно. Если  $N_D > N_A$ , то при температуре абсолютного нуля все акцепторные уровни заполняются электронами, а число заполненных донорных уровней уменьшается до  $N_D - N_A$ . При повышении температуры электроны именно этих уровней переходят в зону проводимости, так как для перехода в зону проводимости электронов акцепторных уровней требуется гораздо большая энергия.

Разность  $N_D - N_A$  называют *эффективной концентрацией донорных атомов*.

Если  $N_A > N_D$ , то при температуре абсолютного нуля электроны со всех донорных уровней переходят на акцепторные уровни, а число свободных акцепторных уровней уменьшается до  $N_A - N_D$ . При повышении температуры осуществляется переход электронов из валентной зоны на свободные акцепторные уровни, так как для перехода электронов с заполненных акцепторных уровней в зону проводимости требуется гораздо большая энергия.

Разность  $N_A - N_D$  называют *эффективной концентрацией акцепторных атомов*.

Полупроводник, у которого концентрации донорной и акцепторной примесей равны, называется *скомпенсированным полупроводником*.

Скомпенсированный полупроводник имеет такую же удельную проводимость, как и собственный, но отличается от последнего рядом электрофизических параметров, поскольку наличие примесей вызывает искажения кристаллической решетки.

С позиции модели энергетических зон примеси или дефекты кристаллической решетки создают энергетические уровни, расположенные в запрещенной зоне, разделяющей валентную энергетическую зону и зону проводимости. Процентное содержание атомов примесей обычно очень мало, а расстояния между ними достаточно велики, следовательно, по отношению друг к другу их можно рассматривать как изолированные атомы, энергетические уровни которых не расщепляются и не образуют энергетические зоны.

Донорная примесь образует локальный энергетический уровень – *донорный уровень*, расположенный в запрещенной энергетической зоне вблизи дна зоны проводимости, занятый в невозбужденном состоянии электроном. При возбуждении примесь донора отдает электрон в зону проводимости. Расстояние между донорным уровнем и дном зоны проводимости равно энергии ионизации донорной примеси.

Акцепторная примесь образует локальный энергетический уровень – *акцепторный уровень*, расположенный в запрещенной энергетической зоне вблизи потолка валентной зоны, свободный

от электрона в невозбужденном состоянии. При возбуждении акцепторная примесь захватывает электрон из валентной зоны. Расстояние между акцепторным уровнем и потолком валентной зоны равно энергии ионизации акцепторной примеси.

С увеличением концентрации примесей расстояния между примесными атомами уменьшаются и их энергетические уровни постепенно превращаются в *примесные энергетические зоны*. При достижении определенной концентрации примесей примесные энергетические зоны сливаются с ближайшими энергетическими зонами кристалла, в результате чего образуется зонная структура, близкая к зонной структуре металлов. Такой примесный полупроводник называют *вырожденным полупроводником* или *полуметаллом*.

Некоторые примеси обладают сравнительно высокой энергией ионизации и образуют энергетические уровни, расположенные вблизи середины запрещенной зоны (например, золото в кремнии). Введение таких примесей существенно облегчает как генерацию, так и рекомбинацию свободных электронов за счет двухступенчатых переходов из одной разрешенной зоны на примесный уровень и с примесного уровня в другую разрешенную зону.

Энергетические уровни примесей с высокой энергией ионизации называют *генерационно-рекомбинационными центрами*.

Существуют примеси, создающие энергетические уровни – *ловушки*, расположенные вблизи середины верхней или нижней половины запрещенной зоны. Такие уровни, в отличие от генерационно-рекомбинационных центров, захватывают носители из ближайшей разрешенной энергетической зоны и через некоторое время отдают их в ту же зону, поскольку расстояние до другой разрешенной зоны значительно больше.

Следует отметить, что многие примеси создают в запрещенной зоне по 2–3 уровня. Эти примеси также играют значительную роль в полупроводниковой электронике. Например, золото в кремнии создает два уровня: один в середине, другой в нижней половине запрещенной зоны. Первый из этих уровней является генерационно-рекомбинационным центром, а второй – донорным уровнем. Этот факт объясняется возможностью некоторых атомов примеси захватывать не один, а два электрона и больше.



## 8.5 Распределение носителей заряда в полупроводниках

Концентрация носителей заряда в пределах разрешенной энергетической зоны полупроводникового кристалла определяется выражением

$$N = \frac{1}{V} \int_{E_d}^{E_{\Pi}} 2\delta(E)g(E)dE, \quad (8.21)$$

где  $V$  – объем кристалла;  $\delta(E)$  – вероятность заполнения энергетического уровня носителями заряда;  $g(E)$  – плотность энергетических уровней в разрешенной зоне;  $E_d$ ,  $E_{\Pi}$  – энергии дна и потолка разрешенной зоны соответственно.

### Равновесная концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике

Вероятность  $\delta_n(E)$  заполнения электроном энергетического уровня определяется статистической функцией Ферми – Дирака

$$\delta_n(E) = \frac{1}{\exp\frac{E - E_F}{kT} + 1}, \quad (8.22)$$

где  $E_F$  – энергия Ферми;  $E$  – энергия соответствующего уровня;  $T$  – термодинамическая температура;  $k$  – постоянная Больцмана.

Из формулы (8.22) видно, что при температуре абсолютного нуля все энергетические состояния с энергией, большей энергии Ферми, свободны, а все энергетические состояния с энергией, меньшей энергии Ферми, заняты электронами. Таким образом, энергия Ферми есть максимально возможная энергия электронов при температуре абсолютного нуля. Энергетический уровень, соответствующий энергии Ферми, называется *уровнем Ферми*. При любой температуре, отличной от температуры абсолютного нуля, вероятность заполнения уровня Ферми равна  $\frac{1}{2}$ , а это значит, что уровень Ферми заполнен наполовину.

Любой энергетический уровень либо занят электроном, либо свободен (занят дыркой), поэтому сумма вероятностей этих двух событий равна единице. Тогда вероятность заполнения энергетического уровня дыркой определяется как

$$\delta_p(E) = 1 - \delta_n(E) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}. \quad (8.23)$$

Таким образом, статистическая функция Ферми – Дирака для дырок аналогична статистической функции Ферми – Дирака для электронов и отличается знаком показателя экспоненты, что хорошо согласуется с представлением о дырке как носителе положительного заряда.

Плотность энергетических уровней вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны

$$g_c(E) = 2\pi V \frac{(2m_n^*)^{\frac{3}{2}} (E - E_c)^{\frac{1}{2}}}{(2\pi\hbar)^3}, \quad g_v(E) = 2\pi V \frac{(2m_p^*)^{\frac{3}{2}} (E_v - E)^{\frac{1}{2}}}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (8.24)$$

где  $m_n^*$ ,  $m_p^*$  – эффективная масса соответственно электрона и дырки в кристалле.

Подставляя соотношения для  $\delta_n(E)$  и  $g_c(E)$  в выражение (8.21), получим равновесную концентрацию электронов в зоне проводимости

$$n_0 = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_n^* kT}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{\frac{x - \chi_n}{\varphi_T}} + 1} dx, \quad (8.25)$$

где  $\chi_n = \frac{E_F - E_c}{q_e}$  – химический потенциал;  $\varphi_T = \frac{kT}{q_e}$  – температурный потенциал;  $q_e$  – заряд электрона;  $x = \frac{E - E_c}{kT}$ .

В невырожденных полупроводниках степень заполнения электронами энергетических уровней зоны проводимости мала, вероят-

ность распределения электронов по энергетическим уровням будет определяться статистической функцией Максвелла – Больцмана

$$\delta_n(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right). \quad (8.26)$$

Тогда равновесную концентрацию электронов в зоне проводимости невырожденного полупроводника можем записать как

$$n_0 = 2 \left( \frac{m_n^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} = 2N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}}, \quad (8.27)$$

где  $N_c = \left( \frac{m_n^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$  – эффективная плотность энергетических уровней в зоне проводимости.

Для невырожденных полупроводников  $\exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right) \ll 1$ , откуда следует условие  $n_0 \ll 2N_c$ . Таким образом, у невырожденных полупроводников концентрация свободных электронов много меньше эффективной плотности состояний в зоне проводимости.

В вырожденных полупроводниках степень заполнения электронами энергетических уровней зоны проводимости достаточно велика, следовательно,  $e^{\frac{E - E_F}{kT}} = e^{\frac{x - \chi_n}{\Phi T}} \ll 1$ . Тогда равновесная концентрация свободных электронов в зоне проводимости вырожденного полупроводника будет определяться выражением

$$n_0 = \frac{8N_c}{3\sqrt{\pi}} \left( \frac{E_F - E_c}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_F - E_c)^{\frac{3}{2}}. \quad (8.28)$$

Для вырожденных полупроводников  $e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} \gg 1$ , откуда следует, что  $\frac{E_F - E_c}{kT} \gg 1$ , и значит, для вырожденных полупроводников выполняется условие  $n_0 \gg 2N_c$ . Таким образом, у вырожденных полупроводников концентрация свободных электронов много

больше эффективной плотности состояний в зоне проводимостей и не зависит от температуры.

Равновесная концентрация дырок в валентной зоне невырожденного полупроводника определяется выражением

$$p_0 = 2 \left( \frac{m_p^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}} = 2N_v e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}}, \quad (8.29)$$

где  $N_v = \left( \frac{m_p^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$  – эффективная плотность энергетических уровней в валентной зоне.

Для невырожденных полупроводников  $e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}} \ll 1$ , откуда следует условие  $p_0 \ll 2N_v$ . Таким образом, у невырожденных полупроводников концентрация дырок много меньше эффективной плотности состояний в валентной зоне.

Равновесная концентрация дырок в валентной зоне вырожденного полупроводника

$$p_0 = \frac{8N_v}{3\sqrt{\pi}} \left( \frac{E_v - E_F}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_v - E_F)^{\frac{3}{2}}. \quad (8.30)$$

Для вырожденных полупроводников  $e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}} \gg 1$ , откуда следует, что  $\frac{E_v - E_F}{kT} \gg 1$ , следовательно, для вырожденных полупроводников выполняется условие  $p_0 \gg 2N_v$ . Таким образом, у вырожденных полупроводников концентрация дырок много больше эффективной плотности состояний в валентной зоне и не зависит от температуры.

В собственном полупроводнике одновременно возникают два вида носителей заряда – электроны и дырки, поэтому собственные концентрации  $n_i$  электронов и  $p_i$  дырок в невырожденном полупроводнике

$$n_i = p_i = 2\sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}} = 2 \left( \frac{k}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left( m_n^* m_p^* \right)^{\frac{3}{4}} T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}. \quad (8.31)$$

Положение уровня Ферми в собственном невырожденном полупроводнике

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right). \quad (8.32)$$

Из выражения (8.32) следует, что при равенстве эффективных масс электрона и дырки уровень Ферми в собственном невырожденном полупроводнике располагается посередине запрещенной зоны:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} = E_i, \quad (8.33)$$

где  $E_i$  – уровень энергии, соответствующий середине запрещенной зоны.

Равновесные концентрации электронов и дырок в невырожденном полупроводнике записывается через собственные концентрации носителей заряда:

$$n_0 = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}}, \quad p_0 = p_i e^{-\frac{E_F - E_i}{kT}}. \quad (8.34)$$

Из выражений (8.34) следует, что

$$n_0 p_0 = n_i p_i = n_i^2. \quad (8.35)$$

Соотношение  $n_0 p_0 = n_i^2$  выражает *закон действующих масс*, в соответствии с которым в невырожденном полупроводнике произведение концентраций свободных электронов и дырок при термодинамическом равновесии есть постоянная величина, равная квадрату собственной концентрации при данной температуре и не зависит от положения уровня Ферми. Закон действующих масс справедлив как для собственных полупроводников, так и для примесных невырожденных полупроводников, то есть в любом невырожденном полупроводнике увеличение концентрации носителей одного знака приводит к уменьшению концентрации носителей противоположного знака.

## Равновесная концентрация носителей заряда в примесном полупроводнике

В примесном полупроводнике, одновременно содержащем как донорные, так и акцепторные примеси, равновесная концентрация свободных электронов обусловлена собственной концентрацией свободных электронов и концентрацией ионизированных доноров, а равновесная концентрация дырок – собственной концентрацией дырок и концентрацией ионизированных акцепторов:

$$n_0 = n_i + N_{\text{Д}}^+ = n_i + N_{\text{Д}} - n_{\text{Д}}, \quad p_0 = p_i + N_{\text{А}}^- = p_i + N_{\text{А}} - p_{\text{А}},$$

где  $N_{\text{Д}}^+ = N_{\text{Д}} - n_{\text{Д}}$  – концентрация ионизированных доноров;  $N_{\text{Д}}$  – концентрация донорной примеси;  $n_{\text{Д}}$  – концентрация электронов на донорных энергетических уровнях;  $N_{\text{А}}^- = N_{\text{А}} - p_{\text{А}}$  – концентрация ионизированных акцепторов;  $N_{\text{А}}$  – концентрация акцепторной примеси;  $p_{\text{А}}$  – концентрация дырок на акцепторных энергетических уровнях.

Образование электронов и дырок, обусловленное ионизацией примесей, сопровождается появлением положительных ионов из атомов доноров и отрицательных ионов из атомов акцепторов, поэтому условие электрической нейтральности примесного полупроводника имеет вид

$$n_0 + N_{\text{А}}^- = p_0 + N_{\text{Д}}^+. \quad (8.36)$$

Степень ионизации примеси зависит от температуры. Температура, при которой наступает полная ионизация примеси, носит название *температуры ионизации*, обозначим ее  $T_1$ . Для примесных полупроводников характерно существенное преобладание концентрации свободных носителей заряда примесного происхождения над концентрацией собственных носителей. При увеличении температуры собственная концентрация носителей заряда растет и при некоторой температуре, называемой *критической температурой полупроводника*, доля собственной концентрации становится такой, что электрофизические свойства примесного полупроводника приближаются к свойствам собственного полупроводника. Крити-

ческую температуру полупроводника обозначим через  $T_2$ . Диапазон от температуры ионизации примеси до критической температуры полупроводника является диапазоном рабочих температур примесного полупроводника.

Для полупроводников *n*-типа, не содержащих акцепторных примесей, в диапазоне рабочих температур собственной концентрацией свободных носителей заряда можно пренебречь, тогда условие электрической нейтральности (8.36) принимает вид

$$n_n = N_D. \quad (8.37)$$

где  $n_n$  – равновесная концентрация свободных электронов в полупроводнике *n*-типа.

Если полупроводник является невырожденным, то равновесную концентрацию дырок можно найти, используя закон действующих масс:

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_D}, \quad (8.38)$$

где  $p_n$  – равновесная концентрация дырок в полупроводнике *n*-типа.

Из выражений (8.37) и (8.38) следует, что равновесная концентрация электронов не зависит от температуры, а концентрация дырок характеризуется сильной зависимостью от температуры.

Положение уровня Ферми в диапазоне рабочих температур

$$E_F = E_c - kT \ln \frac{2N_c}{N_D}, \quad (8.39)$$

откуда следует, что в диапазоне рабочих температур уровень Ферми лежит тем выше, чем больше концентрация доноров и чем ниже температура.

Для полупроводников *p*-типа, не содержащих донорных примесей, в диапазоне рабочих температур условие электрической нейтральности (8.36) принимает вид

$$p_p = N_A. \quad (8.40)$$

Если полупроводник является невырожденным, то равновесную концентрацию свободных электронов можно найти, используя закон действующих масс:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (8.41)$$

Из выражений (8.40) и (8.41) следует, что равновесная концентрация дырок не зависит от температуры, а концентрация свободных электронов характеризуется сильной зависимостью от температуры.

Положение уровня Ферми в диапазоне рабочих температур

$$E_F = E_v + kT \ln \frac{2N_v}{N_A}, \quad (8.42)$$

откуда следует, что в диапазоне рабочих температур уровень Ферми лежит тем ниже, чем больше концентрация акцепторов и чем ниже температура.

### **Неравновесная концентрация носителей заряда в полупроводнике**

Под влиянием нетепловых внешних энергетических воздействий (электрических и магнитных полей, облучения светом или частицами высоких энергий и др.), а также некоторых процессов (инжекции, экстракции, аккумуляции и др.) нарушается состояние термодинамического равновесия полупроводника, то есть дополнительно к равновесным носителям заряда возникают носители, которые не находятся в состоянии теплового равновесия с кристаллом. Такие носители заряда называются *неравновесными*. Неравновесные концентрации электронов  $n$  в зоне проводимости и дырок  $p$  в валентной зоне можно представить в виде

$$n = n_0 + \Delta n; \quad p = p_0 + \Delta p, \quad (8.43)$$

где  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  – *избыточные концентрации* электронов и дырок соответственно.

Равновесные концентрации электронов  $n_0$  и дырок  $p_0$  в полупроводнике однозначно связаны с положением уровня Ферми.

Распределение неравновесных носителей заряда по энергетическим уровням отличается от равновесного распределения, определяемого статистическими функциями Ферми – Дирака (8.22), (8.23).



При описании неравновесных концентраций носителей заряда используют формальные параметры – квазиуровни Ферми  $E_{F_n}$  для электронов и  $E_{F_p}$  для дырок. Квазиуровни выбирают так, чтобы выполнялись соотношения

$$n = n_0 + \Delta n = 2N_c e^{-\frac{E_c - E_{F_n}}{kT}}, \quad p = p_0 + \Delta p = 2N_v e^{-\frac{E_v - E_{F_p}}{kT}}. \quad (8.44)$$

Положения квазиуровней Ферми определяются выражениями

$$E_{F_n} = E_c - kT \ln \frac{2N_c}{n_0 + \Delta n}, \quad E_{F_p} = E_v + kT \ln \frac{2N_v}{p_0 + \Delta p}. \quad (8.45)$$

В состоянии термодинамического равновесия ( $\Delta n = \Delta p = 0$ ) квазиуровни Ферми совпадают с равновесным уровнем Ферми ( $E_{F_n} = E_{F_p} = E_F$ ), но в общем случае один из квазиуровней расположен выше, а другой – ниже равновесного уровня Ферми.

Из выражений (8.44) следует  $np = n_i^2 e^{\frac{E_{F_n} - E_{F_p}}{kT}}$ , то есть при наличии неравновесных носителей заряда закон действующих масс не выполняется, а разность квазиуровней Ферми для электронов и дырок  $E_{F_n} - E_{F_p}$  можно использовать в качестве меры отклонения неравновесных концентраций носителей заряда от равновесных концентраций.

При малых отклонениях от состояния термодинамического равновесия, когда  $np \approx n_0 p_0$ ,  $\Delta n \approx 0$ ,  $\Delta p \approx 0$ , справедливо соотношение  $E_{F_n} \approx E_{F_p} \approx E_F$ , которое позволяет для неравновесных состояний пользоваться понятием уровня Ферми, общего для электронов и дырок.

## **8.6 Генерация, рекомбинация и время жизни носителей заряда в полупроводниках**

Образование свободных электронов и дырок в полупроводниках – генерация носителей заряда – требует энергетических затрат и может происходить под действием целого ряда энергетических факторов: тепловых хаотических колебаний атомов кристаллической решетки (тепловая генерация), воздействия светового

излучения (световая генерация), рентгеновского излучения,  $\gamma$  – излучения, ионизирующих частиц и др.

Так как полупроводник всегда находится под действием хотя бы одного из этих факторов ( $T \neq 0$ ), генерация носителей заряда происходит непрерывно.

В зависимости от механизма перехода электронов в зону проводимости генерация носителей заряда может быть *одноступенчатой* и *многоступенчатой*. При одноступенчатой генерации электрон переходит в зону проводимости непосредственно из валентной зоны. При многоступенчатой генерации переход электрона в зону проводимости осуществляется в два этапа через энергетические уровни в запрещенной зоне, соответствующие ловушкам или генерационно-рекомбинационным центрам.

Одновременно с генерацией носителей заряда в полупроводнике непрерывно происходит обратный процесс возврата электронов из зоны проводимости в валентную зону, вызывающий одновременное исчезновение свободного электрона и дырки, сопровождаемый выделением энергии и называемый рекомбинацией носителей заряда. Рекомбинация представляет собой внутреннюю реакцию системы на появление и возрастание числа свободных носителей заряда.

Механизмы рекомбинации принято классифицировать по двум основным признакам: по виду выделяемой энергии и по типам электронных переходов из зоны проводимости в валентную зону.

Рекомбинация, при которой электрон переходит непосредственно из зоны проводимости в валентную зону, отдавая энергию, большую или равную ширине запрещенной зоны, называется *межзонной* или *рекомбинацией зона-зона*.

Рекомбинация, при которой электрон сначала захватывается некоторым локальным центром, имеющим энергетический уровень  $E_t$  в запрещенной зоне, а затем переходит в валентную зону, называется *рекомбинацией через локальные центры*.

Локальные центры, участвующие в рекомбинации, называются *рекомбинационными центрами* или *ловушками рекомбинации*.

Чаще всего в роли подобных центров выступают примесные состояния, и поэтому такая рекомбинация получила название примесной, хотя центрами рекомбинации могут быть и другие типы

локальных состояний (собственные точечные дефекты решетки, дислокации и т.п.).

Может быть реализована ситуация, когда в рекомбинирующей паре электрон-дырка оба носителя связаны с различными рекомбинационными центрами. Такая рекомбинация называется *межпримесной*. При межпримесной рекомбинации электрон из зоны проводимости переходит на локальный энергетический уровень  $E_{t1}$ , а дырка из валентной зоны – на локальный энергетический уровень  $E_{t2}$ . Затем осуществляется рекомбинация посредством перехода электрона с уровня  $E_{t1}$  на уровень  $E_{t2}$  или, что эквивалентно, посредством перехода дырки с уровня  $E_{t2}$  на уровень  $E_{t1}$ .

Важным частным случаем рекомбинации через локальные состояния является *экситонная рекомбинация*. Экситон может рассматриваться как связанная пара электрон-дырка. Свободный электрон из зоны проводимости связывается с дыркой, создавая экситон и выделяя энергию, большую или равную энергии связи экситона  $\Delta E_{\text{экс}}$ . Затем связанные в экситоне электрон и дырка рекомбинируют, при этом экситон аннигилирует с выделением энергии, большей или равной  $\Delta E_g - \Delta E_{\text{экс}}$ .

Процессам рекомбинации с участием рекомбинационных центров препятствуют тепловые переходы носителей заряда, связанных на локальных центрах, обратно в соответствующую разрешенную зону. Так, электрон, захваченный на уровень  $E_t$  или на уровень  $E_{t1}$ , может быть тепловым движением снова освобожден и переброшен обратно в зону проводимости. Аналогично дырка, захваченная на уровень  $E_t$  или на уровень  $E_{t2}$ , может быть освобождена тепловым движением и переброшена в валентную зону. Для экситонной рекомбинации аннигиляции экситона препятствует процесс его теплового распада, разрывающий связи между электроном и дыркой и освобождающий их.

Для характеристики тепловых процессов, препятствующих примесной или межпримесной рекомбинации, вводится понятие центров (уровней) прилипания. Если захваченный локальным центром носитель заряда не рекомбинирует с носителем заряда противоположного знака, а возвращается обратно в соответствующую

разрешенную зону, то локальный центр называется *центром прилипания*. Вероятность обратного теплового перехода тем больше, чем меньшую тепловую энергию нужно сообщить захваченному носителю. Поэтому локальные центры, расположенные вблизи границ запрещенной зоны, преимущественно являются центрами прилипания, так как вероятность обратных тепловых переходов носителей заряда для них больше, чем вероятность рекомбинации. Однако в роли центров прилипания могут выступать и энергетические уровни, расположенные в глубине запрещенной зоны, имеющие малые сечения рекомбинации.

Таким образом, на рекомбинацию эффективно влияют локальные центры с глубокими энергетическими уровнями. При отсутствии энергетических уровней, расположенных в глубине запрещенной зоны, рекомбинация будет происходить через уровни, расположенные вблизи границ запрещенной зоны, но скорость рекомбинации в этом случае будет существенно меньше.

В зависимости от вида энергии, выделяемой при рекомбинации, различают *излучательную* и *безызлучательную рекомбинацию*. При излучательной рекомбинации вся или часть энергии выделяется в виде квантов света. При межзонной рекомбинации энергия излучаемого кванта света больше, а при рекомбинации через локальные центры – меньше ширины запрещенной зоны.

К безызлучательной рекомбинации относятся все механизмы, которые не сопровождаются световым излучением:

- фоновая рекомбинация, когда энергия передается тепловым колебаниям решетки – фононам;
- ударная рекомбинация (рекомбинация Оже), когда энергия передается какому-либо третьему носителю – электрону или дырке, а затем теряется в столкновениях с дефектами кристаллической решетки или с другими носителями;
- плазменная рекомбинация, когда энергия передается всему коллективу электронов и дырок – электронно-дырочной плазме, переводя ее в квантованное состояние с большей энергией.

Для количественного описания процессов генерации и рекомбинации носителей заряда в полупроводниках используют понятия скорости генерации, скорости рекомбинации и времени жизни носителей заряда.

*Скорость генерации носителей заряда  $G$*  – это число свободных носителей заряда, возбуждаемых в единичном объеме полупроводника за единицу времени.

*Скорость рекомбинации носителей заряда  $R$*  – это число носителей заряда, рекомбинирующих в единичном объеме полупроводника за единицу времени.

*Время жизни носителя заряда  $\tau$*  – это среднее время от генерации носителя до его рекомбинации.

В состоянии термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации носителей заряда взаимно уравновешены:

$$G_0 = R_0, \quad (8.46)$$

где  $G_0$ ,  $R_0$  – скорости генерации и рекомбинации носителей заряда в равновесных условиях соответственно.

Вероятность рекомбинации носителей заряда тем выше, чем больше электронов содержится в единичном объеме полупроводника и чем больше дырок, с которыми электроны могут рекомбинировать. Это значит, что скорость рекомбинации носителей заряда в равновесных условиях пропорциональна произведению равновесных концентраций электронов и дырок:

$$R_0 = \gamma_R n_0 p_0, \quad (8.47)$$

где  $\gamma_R$  – коэффициент рекомбинации. Тогда условие равновесия (8.46) может быть записано в виде

$$G_0 = \gamma_R n_0 p_0. \quad (8.48)$$

Равновесные времена жизни электронов  $\tau_n$  и дырок  $\tau_p$  связаны со скоростью рекомбинации в равновесных условиях выражениями

$$\tau_n = \frac{n_0}{R_0} = \frac{1}{\gamma_R p_0}, \quad \tau_p = \frac{p_0}{R_0} = \frac{1}{\gamma_R n_0}. \quad (8.49)$$

Из соотношений (8.49) следует, что равновесные времена жизни электронов и дырок в общем случае могут существенно отличаться друг от друга, так как скорости рекомбинации носителей заряда обоих типов одинаковы, а их равновесные концентрации могут отличаться на много порядков.

В неравновесных состояниях скорости генерации и рекомбинации носителей заряда неодинаковы, поэтому происходит накопление или рассасывание неравновесных носителей заряда в соответствии с уравнениями

$$dn / dt = G_n - R, \quad dp / dt = G_p - R, \quad (8.50)$$

где  $G_n$ ,  $G_p$  – неравновесные скорости генерации электронов и дырок соответственно;  $R$  – скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда;  $n$ ,  $p$  – неравновесные концентрации электронов и дырок.

В уравнениях (8.50) для электронов и дырок использована одна и та же величина  $R$ , поскольку носители заряда всегда рекомбинируют парами, следовательно, скорости рекомбинации электронов и дырок равны.

Скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда пропорциональна произведению их концентраций, причем в качестве коэффициента пропорциональности с достаточной степенью точности можно использовать коэффициент рекомбинации, соответствующий состоянию термодинамического равновесия:

$$R = \gamma_R np. \quad (8.51)$$

С учетом выражения (8.51) система уравнений (8.50) принимает вид

$$\frac{dn}{dt} = G_n - \gamma_R np, \quad \frac{dp}{dt} = G_p - \gamma_R np. \quad (8.52)$$

Важным принципом, лежащим в основе анализа поведения носителей заряда, является *принцип электрической нейтральности полупроводника*.

В неравновесном состоянии электрическая нейтральность полупроводника может нарушиться, однако в этом случае возникает объемный заряд и сильное электрическое поле, способствующее восстановлению нейтральности. Интервалы времени, в течение которых восстанавливается электрическая нейтральность полупроводника,

как правило, существенно меньше продолжительности процессов накопления и рассасывания избыточных носителей заряда, поэтому

полупроводник в неравновесных условиях с достаточной степенью точности можно считать электрически нейтральным (квази-нейтральным). Например, в кремнии при удельном сопротивлении 1 Ом·см электрическая нейтральность восстанавливается за интервал времени порядка  $10^{-12}$  с.

Сохранение электрической нейтральности полупроводника соответствует выполнению следующих условий:

$$\Delta n = \Delta p, \quad dn / dt = dp / dt. \quad (8.53)$$

Из условия (8.53) и системы уравнений (8.52) следует, что скорости генерации электронов и дырок в состоянии электрической нейтральности полупроводника должны быть равны ( $G_n = G_p = G$ ), а уравнения системы (8.52) – идентичны. Это значит, что вместо отдельного рассмотрения поведения неравновесных электронов и дырок можно рассмотреть поведение носителей заряда только одного типа.

Поведение неравновесных электронов рассматривают, используя уравнение

$$dn / dt = G - \gamma_R np. \quad (8.54)$$

Для анализа поведения неравновесных электронов необходимо определить закон изменения во времени их избыточной концентрации  $\Delta n$ .

Неравновесную скорость генерации носителей заряда можно представить в виде

$$G = G_0 + \Delta G, \quad (8.55)$$

где  $\Delta G$  – приращение скорости генерации по отношению к скорости генерации в равновесных условиях.

Дифференциальное уравнение относительно избыточной концентрации неравновесных электронов

$$\frac{dn_0}{dt} + \frac{d(\Delta n)}{dt} = G_0 + \Delta G - \gamma_R n_0 p_0 - \gamma_R n_0 \Delta p - \gamma_R p_0 \Delta n - \gamma_R \Delta n \Delta p. \quad (8.56)$$

С учетом условий (8.48) и (8.53), а также равенства  $\frac{dn_0}{dt} = 0$  уравнение (8.56) принимает вид

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \Delta G - \gamma_R (n_0 + p_0) \Delta n - \gamma_R \Delta n^2. \quad (8.57)$$

Если избыточная концентрация электронов мала по сравнению с равновесной концентрацией ( $\Delta n \ll n_0$ ), то уравнение (8.57) можно линеаризовать, пренебрегая в правой части слагаемым  $\gamma_R \Delta n^2$ :

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \Delta G - \gamma_R (n_0 + p_0) \Delta n. \quad (8.58)$$

Выражая равновесные концентрации электронов и дырок через времена жизни из соотношений (8.49) и подставляя в (8.58), получим линейное дифференциальное уравнение первого порядка, которое описывает процесс изменения во времени избыточной концентрации неравновесных электронов:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \Delta G - \left( \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p} \right) \Delta n. \quad (8.59)$$

Уравнение (8.59) принято записывать в виде

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \Delta G - \frac{1}{\tau} \Delta n, \quad (8.60)$$

где  $\tau = \frac{\tau_n \tau_p}{\tau_n + \tau_p}$  – параметр, называемый *неравновесным временем жизни избыточных носителей заряда*.

В условиях электрической нейтральности неравновесное время жизни одинаково для электронов и дырок.

Из выражения для неравновесного времени жизни избыточных носителей заряда следует, что оно ближе к меньшему из двух равновесных времен жизни  $\tau_n$  и  $\tau_p$ . Для полупроводника  $n$ -типа  $n_0 \gg p_0$ , следовательно,  $\tau_n \gg \tau_p$  и  $\tau \approx \tau_p$ . Для полупроводника  $p$ -типа, наоборот,  $n_0 \ll p_0$ , следовательно,  $\tau_n \ll \tau_p$  и  $\tau \approx \tau_n$ . Таким образом, изменение избыточных концентраций неравновесных носителей заряда происходит с постоянной времени, близкой к равновесному времени жизни неосновных носителей.



## 8.7 Собственные полупроводники

Основу современной электроники составляют неорганические кристаллические полупроводники. По химическому составу полупроводниковые материалы делят на *элементарные (собственные) полупроводники* и *полупроводниковые химические соединения*. Полупроводниковые свойства проявляют 12 химических элементов таблицы Д.И. Менделеева – *германий (Ge), кремний (Si), селен (Se), теллур (Te), йод (I), бор (B), углерод (C), фосфор (P), сера (S), сурьма (Sb), мышьяк (As), серое олово*. Из них в виде самостоятельных полупроводников применяются Ge, Si, Se, а остальные используются в виде легирующих примесей [1, 2].

*Германий* – элемент IV группы с алмазоподобной кубической решеткой. Германий применяют с примесной проводимостью. В качестве донорных примесей используются элементы V группы – сурьма, мышьяк, фосфор. В качестве акцепторных примесей используют элементы III группы – бор, алюминий, галлий. Эти примеси создают мелкие энергетические уровни в запрещенной зоне, их энергия ионизации примерно одинакова и составляет в среднем 0,01 эВ. Основными примесями являются *сурьма* (для получения германия *n*-типа) и *галлий* (для получения германия *p*-типа). Медь и золото (элементы I группы) образуют глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне и являются эффективными рекомбинационными ловушками, снижающими время жизни неравновесных носителей заряда, что повышает быстродействие полупроводниковых приборов.

Базовая рабочая концентрация легирующей примеси в германии  $N = 10^{21} - 10^{24} \text{ м}^{-3}$ . Собственная проводимость при температуре 300 К может возникнуть лишь при очень малой концентрации примеси ( $N < 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ). С увеличением концентрации примеси температура начала собственной проводимости возрастает. При концентрации примеси  $N \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$  удельное электрическое сопротивление  $\rho$  германия определяется собственной проводимостью. В слаболегированном полупроводнике ( $N \leq 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ) удельное электрическое сопротивление возрастает за счет рассеяния на

тепловых колебаниях узлов кристаллической решетки. При базовой концентрации примеси удельное сопротивление обратно пропорционально концентрации примеси:  $\rho = (q_e N \mu)^{-1}$ , то есть с увеличением концентрации примеси удельное электрическое сопротивление  $\rho$  уменьшается, но отклоняется от прямолинейной зависимости (пунктирная линия на рисунке 8.10) из-за снижения подвижности заряда на ионизированных атомах примеси.

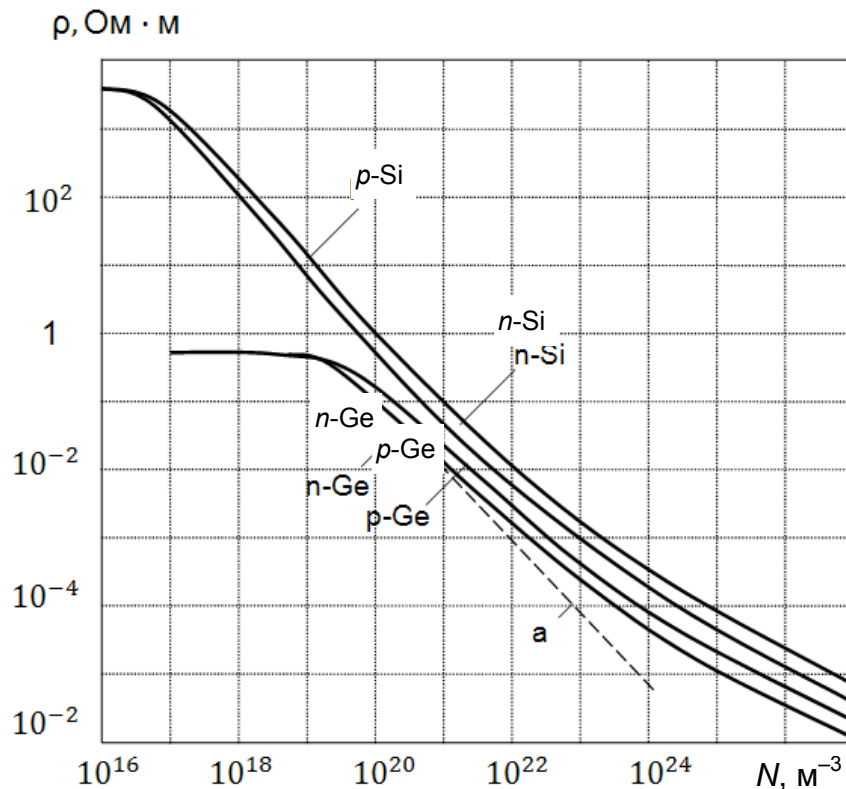


Рисунок 8.10 – Зависимость удельного электрического сопротивления германия и кремния от концентрации примеси при температуре 293 К

Удельное электрическое сопротивление германия  $p$ -типа выше, чем германия  $n$ -типа, так как подвижность дырок ниже подвижности электронов.

При  $N > 10^{24}$  м<sup>-3</sup> полупроводниковый германий становится вырожденным.

Промышленностью выпускается большое количество марок монокристаллического германия, отличающихся по типу электропроводности, виду легирующей примеси, размерам слитка, величине удельного электрического сопротивления и другим параметрам.

Пример маркировки монокристаллического германия: ГДГ 0,75/0,5, где Г – германий, Д – тип электропроводности (Э – электронный, Д – дырочный), третья буква – название легирующего элемента (в данном случае галлий). Числитель дроби показывает значение удельного электрического сопротивления (0,75 Ом·см), знаменатель – диффузионную длину неосновных носителей заряда (0,5 мм) [6].

*Кремний* – элемент IV группы с кубической кристаллической решеткой типа алмаза. Отличается от германия более сильной химической связью, обладает более высокой температурой плавления, большей шириной запрещенной зоны, меньшей подвижностью носителей заряда и более низкой собственной электропроводностью.

Кремний применяют с примесной проводимостью. В качестве легирующих примесей используются элементы III и V групп таблицы Д.И. Менделеева. Энергия ионизации примесей в кремнии выше, чем в германии (0,03–0,06 эВ). Основные легирующие примеси – фосфор для получения кремния *n*-типа и бор для получения кремния *p*-типа. Вакансии в кремнии электрически активны и являются глубокими акцепторами. Примеси I и II групп образуют глубокие энергетические уровни и сокращают время жизни неравновесных носителей заряда.

Закономерности влияния примесей на электрические свойства кремния в целом те же, что и для германия (см. рисунок 8.10). Собственная проводимость при температуре 300 К теоретически возможна при концентрации примесей  $N < 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , но такая степень очистки технически недостижима. Базовая концентрация примесей в кремнии та же, что и в германии. Уменьшение подвижности носителей заряда в связи с рассеянием на ионизированных атомах примесей наблюдается при концентрации примесей  $N > 10^{21} \text{ м}^{-3}$ . Концентрация примесей сильно влияет на удельное электрическое сопротивление. При увеличении концентрации легирующей примеси удельное электрическое сопротивление  $\rho$  снижается от  $10^3$  до  $10^{-6}$  Ом·м. При одинаковой концентрации примесей  $\rho_{\text{Si}} > \rho_{\text{Ge}}$  (см. рисунок 8.10).

Кремний выпускается в виде поликристаллических и монокристаллических слитков. Поликристаллический кремний является исходным продуктом для получения монокристаллического легированного кремния. Промышленность выпускает большое количество разнообразных марок монокристаллического кремния, отличающихся по типу электропроводности, виду легирующих примесей, размерам слитка, величине удельного электрического сопротивления и другим параметрам.

Маркировка монокристаллического кремния аналогична маркировке германия [6]. Примеры маркировки монокристаллического кремния: КДБ 7,5/0,1-45 – кремний (К) дырочного типа проводимости (Д), легированный бором (Б), удельное электрическое сопротивление  $\rho = 7,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при температуре 300 К, диффузионная длина неосновных носителей заряда 0,1 мм, диаметр слитка 45 мм; КЭФ 0,3/0,1 – кремний (К) электронного типа проводимости (Э), легированный фосфором (Ф), удельное электрическое сопротивление  $\rho = 0,3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , диффузионная длина неосновных носителей заряда 0,1 мм.

## 8.8 Полупроводниковые химические соединения

Полупроводниками являются сложные химические соединения, включающие два, три и более элемента. Сложные полупроводниковые материалы объединяют по номеру группы периодической системы Д.И. Менделеева, к которой принадлежат компоненты соединения, и обозначают буквами латинского алфавита (А – первый компонент, В – второй компонент, С – третий компонент и так далее). Римские цифры над буквами обозначают группу элементов в периодической системе, а арабские под буквами – стехиометрический коэффициент. Например, бинарное соединение InP (фосфид индия) обозначается  $A^{III}B^V$ ,  $Bi_2Te_3$  (теллурид висмута) –  $A^V_2B^{VI}_3$ , силицид цинка и фосфора  $ZnSiP_2$  –  $A^{II}B^{IV}C^V_2$  [6].

Среди бинарных полупроводников наибольший научный и практический интерес представляют соединения  $A^{III}B^V$  и  $A^{II}B^{VI}$ , которые являются важнейшими материалами полупроводниковой оптоэлектроники [2].

Полупроводниковые соединения  $A^{IV}B^{IV}$ . Единственным представителем группы соединений  $A^{IV}B^{IV}$  является карбид кремния SiC. Это соединение имеет две полиморфные модификации:  $\beta$ -SiC с кубической решеткой типа алмаза;  $\alpha$ -SiC с гексагенной решеткой.

Карбид кремния используется главным образом с примесной проводимостью (собственная проводимость возможна только при  $T > 1400$  °C). Легирующие элементы V группы (N, P, As, Sb, Bi) являются донорами и дают SiC *n*-типа. Элементы II группы (Ca, Mg) и III группы (B, Al, Ga) являются акцепторами и дают SiC *p*-типа. Электрически активными являются собственные избыточные атомы: избыток кремния создает проводимость *n*-типа, избыток углерода – проводимость *p*-типа.

Применение карбида кремния: светодиоды в видимой части спектра на монокристаллическом гексагональном SiC (в зависимости от типа и концентрации примеси можно получить свечение от красного до фиолетового), мощные выпрямительные диоды и полевые транзисторы с максимально допустимой температурой 700 °C, нелинейные резисторы (варисторы) на керамическом SiC.

Полупроводниковые соединения  $A^{III}B^V$  образуют химические элементы III и V групп периодической системы Д.И. Менделеева (таблица 8.3).

Таблица 8.3 – Полупроводниковые химические соединения  $A^{III}B^V$

Группы соединений	Нитриды	Фосфиды	Арсениды	Антимониды
$A^{III} \backslash B^V$	N (азот)	P (фосфор)	As (мышьяк)	Sb (сурьма)
B (бор)	BN	BP	BAs	BSb
Al (алюминий)	AlN	AlP	AlAs	AlSb
Ga (галлий)	GaN	GaP	GaAs	GaSb
In (индий)	InN	InP	InAs	InSb

Тип кристаллической решетки у большинства полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$  – сложная кубическая (сфалерит), у нитридов – гексагональная (вюрцит). Тип химической связи полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$  – ковалентно-ионная.

С ростом суммарной атомной массы полупроводникового соединения  $A^{III}B^V$  ковалентные связи ослабляются, а металлический характер связи усиливается. Подвижность носителей заряда полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$  определяется в основном рассеянием на тепловых колебаниях узлов решетки. С увеличением атомной массы амплитуда тепловых колебаний узлов решетки уменьшается, подвижность носителей заряда увеличивается, а удельное электрическое сопротивление  $\rho$  уменьшается. Во многих полупроводниковых соединениях  $A^{III}B^V$  подвижность электронов  $\mu_n$  значительно превосходит подвижность дырок  $\mu_p$ , а удельное электрическое сопротивление  $\rho$  определяется подвижностью электронов.

В качестве акцепторов при формировании проводимости в соединениях  $A^{III}B^V$  используются химические элементы II группы (Zn, Cd, Mg), которые замещают в кристаллической решетке атомы  $A^{III}$  и формируют полупроводник  $p$ -типа. В качестве доноров применяют химические элементы VI группы (S, Se, Te), замещающие атомы  $B^V$ , которые создают полупроводниковое соединение  $n$ -типа. Переходные металлы (Fe, Ni, Co) образуют глубокие энергетические уровни акцепторного типа и являются эффективными рекомбинационными ловушками.

К особенностям полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$  относятся способность к фотоэффекту и высокая эффективность излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда (спектр излучения зависит от ширины запрещенной зоны).

Из всех полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$  наиболее широкое применение находят арсенид галлия GaAs, антимонид индия InSb, фосфид галлия GaP, нитрид галлия GaN [1, 2].

*Арсенид галлия GaAs* применяется для изготовления полевых транзисторов с эффектом Шоттки (ПТШ), туннельных диодов, диодов Ганна, фотокатодов с малой работой выхода электронов, фотоэлементов (GaAs – лучший фоточувствительный материал для солнечных батарей), интегральных микросхем на ПТШ повышенного быстродействия и степени интеграции. Арсенид галлия является основным материалом для производства полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 0,83–0,92 мкм.

В качестве доноров при формировании проводимости GaAs используются химические элементы VI группы – Se, Te. В качестве акцепторов применяют химические элементы II группы – Zn, Cd, *p-n*-переходы на арсениде галлия получают путем диффузии акцепторной примеси (Zn, Cd) в материал *n*-типа (легированный Se, Te) либо используют эпитаксиальные структуры. Основные свойства GaAs – большая ширина запрещенной зоны (1,43 эВ), высокая подвижность электронов ( $\mu_n = 0,95 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ).

В обозначении марки GaAs указывают вид материала (АГ – арсенид галлия), способ получения (Ч – по методу Чохральского, Н – методом направленной кристаллизации), вид легирующей примеси (Ц – цинк, О – олово, Т – теллур) [6]. К буквенному обозначению добавляют две цифры, из которых первая означает величину концентрации основных носителей заряда, вторая – показатель десятичного порядка этой величины. Пример маркировки арсенида галлия: АГЧЦ-21-19 – арсенид галлия, полученный методом Чохральского, легирован цинком, марки 2, концентрация основных носителей заряда  $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

*Антимонид индия* InSb является одним из наиболее широко применяемых бинарных полупроводников. Антимонид индия получают путем сплавления высокочистых индия и сурьмы с последующей очисткой методом зонной плавки и получением монокристаллов выращиванием из расплава, *p-n*-переходы получают введением Zn в *n*-InSb, содержащий избыток Sb. Отличительной особенностью InSb является малая ширина запрещенной зоны (0,18 эВ), рекордно высокая подвижность электронов ( $\mu_n = 7,8 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ), фотопроводимость в широкой области ИК-диапазона – вплоть до  $\lambda = 7 \text{ мкм}$ .

К недостаткам антимонида индия следует отнести низкую рабочую температуру и сильную зависимость удельного электрического сопротивления от температуры и напряженности электрического поля.

Антимонид индия применяется в фотоэлементах с высокой чувствительностью и быстродействием, датчиках э.д.с. Холла. Антимонид индия является одним из основных материалов для датчиков инфракрасного излучения.

Промышленность выпускает антимонид индия в виде монокристаллических слитков марок ИСЭ, ИСЭТ, ИСДГ, ИСДЦ (ИС – индий сурьмянистый, Э – электронный тип проводимости, Д – дырочный тип проводимости, Т – легирующая примесь теллур, Г – легирующая примесь галлий, Ц – легирующая примесь цинк).

*Фосфид галлия GaP* относится к легким соединениям. Вследствие большой ширины запрещенной зоны (2,26 эВ) излучательные переходы в фосфиде галлия приходятся на видимую часть спектра, что позволяет на его основе создавать светодиоды, дающие красное, желтое и зеленое свечение. Высокая термическая (1000 °С) и радиационная стойкость позволяет применять фосфид галлия для изготовления солнечных батарей. Транзисторы на арсениде галлия, в которых эмиттеры изготовлены из фосфида галлия, имеют большой выход по мощности в сравнении с германиевыми транзисторами. Вводя в фосфид галлия легирующие примеси (теллур, цинк, кислород), можно получить светодиоды, имеющие разное свечение, что указывается в маркировке фосфида галлия.

Промышленность выпускает фосфид галлия в виде монокристаллических слитков марок ФГЭТ-к/10, ФГЭТ-о/20, ФГЭТ-к/30, ФГДЦ-з (ФГ – фосфид галлия; Э – электронный тип проводимости; Д – дырочный тип проводимости; Т – легирующая примесь теллур; Ц – легирующая примесь цинк; К – легирующая примесь кислород; к – красный цвет свечения материала; о – оранжевый цвет свечения материала; з – зеленый цвет свечения материала). Цифры в знаменателе показывают минимальную яркость свечения (кд/м<sup>2</sup>).

*Полупроводниковые соединения A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>* образуют химические элементы II и VI групп периодической системы Д.И. Менделеева (таблица 8.4).

Таблица 8.4 – Полупроводниковые химические соединения A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>

Группы соединений	Сульфиды	Селениды	Теллуриды
$A^{II} \backslash B^{VI}$	S (сера)	Se (селен)	Te (теллур)
Zn (цинк)	ZnS	ZnSe	ZnTe
Cd (кадмий)	CdS	CdSe	CdTe
Hg (ртуть)	HgS	HgSe	HgTe



Тип кристаллической решетки полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$  – сложная кубическая (сфалерит) либо гексагональная (вюрцит), у некоторых полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$  кристаллическая решетка типа NaCl. Тип химической связи полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$  – ковалентно-ионная. Ионная составляющая более выражена, чем у химических полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$ . Получают соединения  $A^{II}B^{VI}$  кристаллизацией из паров металла и неметаллического компонента, регулируя соотношение их концентраций.

Собственная проводимость формируется путем создания избытка атомов элемента  $A^{II}$  или элемента  $B^{VI}$ . Дефекты структуры (вакансии и межузловые атомы) электрически активны. Межузловые атомы элемента  $A^{II}$  являются мелкими донорами ( $\Delta E = 0,01-0,03$  эВ), вакансии – мелкими акцепторами ( $\Delta E = 0,05$  эВ). Тип проводимости можно изменять, регулируя состав твердого раствора. Например, создавая избыточную концентрацию атомов элемента  $A^{II}$  путем обработки в парах металла, получают проводимость *n*-типа. Примесная проводимость применяется реже – используются металлы I группы (Cu, Ag, Au) в качестве акцепторов. Для получения воспроизводимых электрических характеристик необходимо точное регулирование химического состава соединения.

Особенностями свойств полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$  являются большие различия в ширине запрещенной зоны у разных соединений, что дает возможность генерировать излучение с различной длиной волны  $\lambda$  – от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра, а также высокая эффективность излучательной рекомбинации. Полупроводниковые соединения  $A^{II}B^{VI}$  отличаются стабильностью характеристик благодаря слабой зависимости удельного электрического сопротивления  $\rho$  от температуры и напряженности электрического поля.

Полупроводниковые соединения  $A^{II}B^{VI}$  находят применение в производстве *фоторезисторов* (на основе сульфида кадмия CdS и селенида кадмия CdSe), *люминофоров* (на основе сульфида цинка ZnS), *фотоприемников излучения в инфракрасной области спектра* (на основе теллурида кадмия CdTe и теллурида ртути HgTe),

датчиков э.д.с. Холла (на соединениях с большой подвижностью носителей – HgSe, HgTe и их растворах).

Полупроводниковые соединения  $A^{IV}B^{VI}$  получают сплавлением соответствующего элемента (S, Se, Te) со свинцом, монокристаллы выращивают направленной кристаллизацией из расплава. Кроме того, монокристаллы PbS встречаются в природе. Собственная проводимость формируется путем создания избытка атомов элемента  $A^{IV}$  или элемента  $B^{VI}$ . При избытке свинца формируется проводимость  $n$ -типа, при избытке металлоида формируется проводимость  $p$ -типа. Особенностью свойств полупроводниковых соединений  $A^{IV}B^{VI}$  является чувствительность в инфракрасной области спектра. Полупроводниковые соединения  $A^{IV}B^{VI}$  находят применение в производстве *фоторезисторов* (на основе PbS) с высокими частотными характеристиками, тензодатчиков (на основе PbS и PbTe) и других элементов электронной техники.

## Контрольные вопросы

8.1 Существует ли принципиальное различие между электронами проводимости в полупроводниках (и металлах) и свободными электронами?

8.2 Каким образом электроны из валентной зоны могут переходить в зону проводимости в собственном полупроводнике?

8.3 Сколько электронов находится на уровне Ферми в собственном полупроводнике?

8.4 В чем различие между вырожденным и невырожденным электронным газом?

8.5 Чем обеспечивается собственная электропроводность полупроводников?

8.6 Как и почему изменяется подвижность носителей заряда в кремнии и германии при увеличении концентрации легирующей примеси?

8.7 Что понимается под рассеянием носителей заряда в полупроводниках, каковы основные механизмы этого явления?

8.8 Как изменяется ширина запрещенной зоны кремния и германия при понижении температуры?

8.9 Каким соотношением связаны между собой концентрации электронов и дырок в невырожденном полупроводнике при термодинамическом равновесии?

8.10 Какие примеси в ковалентных полупроводниках являются донорами, а какие – акцепторами?

8.11 Почему энергия ионизации примеси в германии меньше, чем в кремнии?

8.12 Какое состояние носителей заряда называется неравновесным?

8.13 Каким образом в полупроводнике можно создавать неравновесные носители заряда?

8.14 От каких факторов зависит время жизни и диффузионная длина неравновесных носителей заряда?

8.15 Какой тип химической связи характерен для полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^V$ ?

8.16 Почему большинство полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$  проявляет лишь один тип электропроводности независимо от характера легирования?

## **Заключение**

Стремительное развитие электронной техники характеризуется непрерывным расширением функциональных возможностей создаваемых типов элементов, приборов и систем, включая системы обработки сверхбольших потоков информации в реальном масштабе времени.

Создаются материалы нового поколения с экстраординарными свойствами. Прогресс в области материаловедения в значительной степени связан с реализацией в материалах электронной техники нанокристаллических структурных состояний. Понимание механизмов формирования свойств нанокристаллических материалов, способов управления характеристиками и параметрами является необходимым элементом для направленного совершенствования функциональных свойств материалов электронной техники.

Пассивные элементы одни из самых распространенных компонентов электронной техники. Происходят значительные качественные изменения в номенклатуре пассивных компонентов, связанные с внедрением новых материалов и технологий, конструктивных решений, отражающих требования и тенденции развития электронной техники.

## Список условных обозначений и сокращений

- $A$  – атомная масса
- $a$  – параметр кристаллической решетки
- $B$  – индукция магнитного поля
- $B_m$  – максимальная магнитная индукция за цикл перемагничивания
- $B_r$  – остаточная индукция
- $B_s$  – индукция насыщения
- $D$  – электрическая индукция
- $D_n$  – коэффициент диффузии электронов
- $D_p$  – коэффициент диффузии дырок
- $E$  – напряженность электрического поля, полная энергия электрона в кристалле
- $E_a$  – энергия обменного взаимодействия между соседними атомами (обменный интеграл)
- $E_{кр}$  – критическая напряженность
- $E_{пр}$  – напряженность пробоя
- $E_F$  – энергия Ферми
- $E_i$  – уровень энергии, соответствующий середине запрещенной зоны
- $E_n$  – дискретное разрешенное значение энергии электрона в изолированном атоме
- $E_c$  – энергия дна зоны проводимости
- $E_v$  – энергия потолка валентной зоны
- $E_d$  – энергия дна валентной зоны
- $f, \nu$  – частота
- $G_0$  – скорость генерации носителей заряда в равновесных условиях
- $H$  – напряженность магнитного поля
- $H_c$  – коэрцитивная сила в магнитных материалах
- $h$  – постоянная Планка
- $\hbar$  – постоянная Планка, деленная на  $2\pi$
- $J$  – намагниченность
- $J_s$  – намагниченность насыщения

- $j$  – плотность тока
- $j_{\text{диф}}$  – плотность диффузионного тока
- $j_{\text{диф}_n}$  – электронная составляющая плотности диффузионного тока
- $j_{\text{диф}_p}$  – дырочная составляющая плотности диффузионного тока
- $j_{\text{др}}$  – плотность дрейфового тока
- $j_{\text{др}_n}$  – электронная составляющая плотности дрейфового тока
- $j_{\text{др}_p}$  – дырочная составляющая плотности дрейфового тока
- $k$  – постоянная Больцмана
- $k_R$  – коэффициент увеличения сопротивления переменному току
- $L_n$  – диффузионная длина электронов
- $\bar{l}_{\text{св}}$  – длина свободного пробега
- $m_e$  – масса покоя электрона
- $m_n^*$  – эффективная масса электрона в кристалле
- $m_p^*$  – эффективная масса дырки
- $N_A$  – концентрация акцепторной примеси, число Авогадро
- $N_A^-$  – концентрация ионизированных акцепторов
- $N_D$  – концентрация донорной примеси
- $N_D^+$  – концентрация ионизированных доноров
- $N_c$  – эффективная плотность энергетических уровней в зоне проводимости
- $2N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости
- $N_v$  – эффективная плотность энергетических уровней в валентной зоне
- $2N_v$  – эффективная плотность состояний в валентной зоне
- $n$  – концентрация свободных электронов
- $n_0$  – равновесная концентрация свободных электронов
- $n_i$  – собственная концентрация электронов
- $n_n$  – равновесная концентрация свободных электронов в полупроводнике  $n$ -типа
- $n_p$  – равновесная концентрация свободных электронов в полупроводнике  $p$ -типа

- $P_c$  – спонтанная поляризация  
 $p_0$  – равновесная концентрация свободных дырок  
 $p_i$  – собственная концентрация дырок  
 $p_n$  – равновесная концентрация свободных дырок в полупроводнике  $n$ -типа  
 $p_p$  – равновесная концентрация свободных дырок в полупроводнике  $p$ -типа  
 $q_e$  – заряд электрона  
 $R_{\square}$  – сопротивление квадрата поверхности резистивной пленки  
 $R_{\text{ном}}$  – номинальное сопротивление резистора  
 $R_0$  – скорость рекомбинации носителей заряда в равновесных условиях  
 $r$  – расстояние электрона от ядра  
 ТКС – температурный коэффициент сопротивления  
 $T_K, \Theta$  – температура Кюри  
 $T_{\text{св}}$  – критическая температура перехода в состояние сверхпроводимости  
 $t_{\text{рас}}$  – время рассасывания неравновесного заряда  
 $\bar{t}_{\text{св}}$  – время свободного пробега  
 $Z$  – зарядовое число атома  
 $\alpha_l$  – температурный коэффициент линейного расширения  
 $\alpha_p, \text{TK}_p$  – температурный коэффициент удельного электрического сопротивления  
 $\gamma$  – плотность вещества  
 $\Delta$  – глубина проникновения поля в проводник, оператор Лапласа  
 $\Delta n$  – избыточная концентрация электронов  
 $\Delta p$  – избыточная концентрация дырок  
 $\Delta E_g$  – ширина запрещенной зоны  
 $\Delta E_n$  – энергия ионизации донорной примеси  
 $\Delta E_p$  – энергия ионизации акцепторной примеси  
 $\delta$  – угол диэлектрических потерь, толщина пленки  
 $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость

- $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная  
 $\varepsilon''$  – коэффициент диэлектрических потерь  
 $\theta_D$  – температура Дебая  
 $\lambda$  – длина свободного пробега электрона  
 $\mu$  – относительная магнитная проницаемость  
 $\mu_{\text{диф}}$  – дифференциальная магнитная проницаемость  
 $\mu_{\text{нач}}$  – начальная магнитная проницаемость  
 $\mu_0$  – магнитная постоянная  
 $\mu_B$  – магнетон Бора  
 $\mu_{\text{max}}$  – максимальная магнитная проницаемость  
 $\mu_n$  – подвижность электронов  
 $\mu_p$  – подвижность дырок  
 $\mu_R$  – магнитная проницаемость возврата  
 $\mu_r$  – обратимая магнитная проницаемость  
 $\mu_\Delta$  – магнитная проницаемость на частном цикле  
 $\rho$  – удельное электрическое сопротивление  
 $\rho_{\text{ост}}$  – составляющая удельного электрического сопротивления, обусловленная нетепловыми факторами  
 $\rho_T$  – тепловая составляющая удельного электрического сопротивления  
 $\sigma$  – удельная электрическая проводимость  
 $\sigma_n$  – электронная составляющая удельной электрической проводимости  
 $\sigma_p$  – дырочная составляющая удельной электрической проводимости  
 $\varphi_T$  – температурный потенциал  
 $\chi$  – диэлектрическая восприимчивость, энергия электронного сродства  
 $\chi_n, \chi_p$  – химический потенциал  
 $\Psi$  – потокосцепление  
 $\omega$  – угловая частота



## Глоссарий

**Адиабатическое приближение** – допущение при решении уравнения Шредингера для электронов и ядер, образующих кристалл, предполагающее, что валентные электроны движутся в поле неподвижных зарядов, образованных ядрами атомов и всеми электронами, исключая валентные электроны.

**Акцептор** – примесный атом или дефект кристаллической решетки, создающий в запрещенной зоне полупроводника вблизи потолка валентной зоны энергетический уровень, свободный от электрона в невозбужденном состоянии и способный захватить электрон из валентной зоны в возбужденном состоянии.

**Акцепторная примесь** – примесь, обуславливающая дырочную электропроводность.

**Акцепторный** – связанный с захватом электронов.

**Акцепторный полупроводник** – примесный полупроводник с акцепторной примесью.

**Альсифер** – сплав, основу магнитной фазы которого составляет тройной сплав системы Al – Si – Fe.

**Валентная зона** – верхняя заполненная разрешенная энергетическая зона полупроводников и диэлектриков.

**Время жизни** – промежуток времени с момента генерации частицы, являющейся носителем заряда, до ее рекомбинации.

**Время свободного пробега** – среднее время между двумя последовательными актами рассеяния носителя заряда.

**Вырожденный полупроводник** – примесный полупроводник, у которого примеси вследствие значительной концентрации образуют примесные энергетические зоны, которые сливаются с ближайшими энергетическими зонами кристалла, в результате чего образуется зонная структура, близкая к зонной структуре металлов (другое название полуметалл).

**Генерация носителей заряда** – процесс образования электронно-дырочной пары.

**Глубина скин-слоя** – расстояние, на котором плотность тока в проводнике уменьшается в  $e = 2,72$  раза по отношению к значению на поверхности проводника.

**Диаманетики** – вещества, молекулы которых не обладают собственным магнитным моментом (спиновые магнитные моменты попарно скомпенсированы).

**Динамическая неоднородность** – локальный объем на поверхности или внутри среды с отличными от ее окружения свойствами, который не имеет внутри себя статических неоднородностей и генерируется в результате определенных физико-химических процессов.

**Диффузионная длина** – расстояние от источника избыточной концентрации носителей заряда, на котором избыточная концентрация уменьшается в  $e = 2,72$  раза.

**Диффузия** – движение носителей заряда вследствие градиента их концентрации.

**Диэлектрик** – вещество, в котором может существовать электрическое поле; проводимость при нормальных условиях обычно ниже, чем  $10^{-10}$  См/м; ширина запрещенной зоны больше 2–3 эВ (для кристаллов); токи электрического смещения превышают токи электропроводности.

**Диэлектрические потери** – часть электрической энергии, которая переходит в теплоту.

**Длина свободного пробега** – среднее расстояние, которое проходит носитель заряда между двумя последовательными актами рассеяния (за время свободного пробега).

**Донор** – примесный атом или дефект кристаллической решетки, создающий в запрещенной зоне полупроводника вблизи дна зоны проводимости энергетический уровень, занятый в невозбужденном состоянии электроном и способный отдать электрон в зону проводимости в возбужденном состоянии.

**Донорная примесь** – примесь, обуславливающая электронную электропроводность.

**Донорный** – связанный с отдачей электронов.

**Донорный полупроводник** – примесный полупроводник с донорной примесью.

**Дрейф** – направленное движение носителей заряда под действием электрического поля.

**Дырка** – вакансия (отсутствие электрона) в системе ковалентных связей атома полупроводника; рассматривается как частица, аналогичная электрону, но с зарядом противоположного знака. В модели энергетических зон дырка (дырочное состояние) – вакантное (незанятое) состояние в валентной зоне, возникающее в результате перехода электрона в зону проводимости.

**Дырочная электропроводность** – электропроводность, обусловленная перемещением дырок от одного атома полупроводника к другому. При дырочной электропроводности в действительности перемещаются электроны, но более ограниченно, чем при электронной (электроны переходят из данных атомов только в соседние).

**Закон действующих масс** – в невырожденном полупроводнике произведение концентраций свободных электронов и дырок при термодинамическом равновесии есть постоянная величина, равная квадрату собственной концентрации при данной температуре (закон справедлив как для собственных, так и для примесных полупроводников, то есть в любом невырожденном полупроводнике увеличение концентрации носителей одного знака приводит к уменьшению концентрации носителей противоположного знака).

**Запрещенная энергетическая зона** – область значений энергии, которыми не могут обладать электроны в кристалле.

**Зона проводимости** – следующая за валентной зоной свободная разрешенная энергетическая зона полупроводников (в металлах верхнюю частично заполненную разрешенную энергетическую зону называют как валентной зоной, так и зоной проводимости).

**Инжекция** – внедрение носителей заряда через *p-n*-переход из области, где они являются основными, в область, где они являются неосновными, за счет снижения потенциального барьера.

**Конденсатор** – пассивный элемент электронной цепи, обеспечивающий накопление энергии электрического поля.

**Коэффициент диффузии** – коэффициент пропорциональности между значением потока частиц при диффузии и значением градиента их концентрации.

**Критическая напряженность** – напряженность электрического поля, при которой дрейфовая составляющая полной средней

скорости носителей заряда становится сравнимой с тепловой составляющей.

**Литцендрат** – система из нескольких изолированных и специальным образом переплетенных проводников.

**Модель энергетических зон** – модель, которая базируется на зонной теории твердого тела, основанной на применении аппарата квантовой механики к описанию поведения электронов в твердых кристаллических телах.

**Номинальная емкость** – электрическая емкость, значение которой обозначено на конденсаторе или указано в нормативной документации.

**Номинальное напряжение** – предельное напряжение, при котором конденсатор может работать в заданных условиях с обеспечением определенных показателей надежности и долговечности и с сохранением нормируемых параметров в допустимых пределах.

**Номинальное сопротивление** – электрическое сопротивление, значение которого обозначено на резисторе или указано в нормативной документации.

**Обедненный слой** – область с пониженной концентрацией подвижных носителей заряда, обладающая большим сопротивлением.

**Парамагнетики** – вещества, молекулы которых обладают собственным магнитным моментом, но из-за теплового движения атомов ориентированы равновероятно по всем направлениям, так что средний магнитный момент вещества равен нулю.

**Подвижность** – коэффициент пропорциональности между скоростью дрейфа носителей заряда и напряженностью электрического поля.

**Полупроводник** – широкий класс веществ, характеризующихся при комнатной температуре значениями удельной электрической проводимости в пределах от  $10^{-12}$ – $10^{-10}$  до  $10^4$ – $10^6$  См·см<sup>-1</sup>, обладающих высокой чувствительностью электропроводности к внешним энергетическим воздействиям (температуре, электрическому полю, свету, потокам быстрых частиц и др.), а также к содержанию примесей и дефектов в кристаллах.

**Полупроводниковые высокопроницаемые магнитные материалы (магнитомягкие ферриты)** – неметаллические соединения из смеси окислов железа, никеля, цинка, марганца, меди и других металлов.

**Примесная электропроводность** – электропроводность полупроводника, обусловленная внедрением примесей.

**Примесный полупроводник** – полупроводники, электрические характеристики которых определяются примесями.

**Резистор** – пассивный элемент электронной цепи, предназначенный для создания в ней заданной величины активного сопротивления.

**Рекомбинация** – процесс восстановления разорванных ковалентных связей, который сопровождается исчезновением пары носителей заряда электрон-дырка.

**Сегнетоэлектрик** – полярный диэлектрик, в котором спонтанная поляризация может изменять направление под воздействием электрического поля.

**Скорость генерации** – число свободных носителей заряда, возбуждаемых в единичном объеме полупроводника за единицу времени.

**Скорость рекомбинации** – число носителей заряда, рекомбинирующих в единичном объеме полупроводника за единицу времени.

**Собственная электропроводность** – электропроводность полупроводника, обусловленная парными носителями заряда (электронами и дырками) теплового происхождения.

**Собственный полупроводник** – полупроводник, не содержащий примесей и обладающий собственной электропроводностью.

**Температура удвоения** – приращение температуры, вызывающее изменение теплового тока электронно-дырочного перехода в два раза.

**Температурный коэффициент емкости** – характеристика конденсаторов с линейной зависимостью емкости от температуры, равная относительному изменению емкости при изменении температуры окружающей среды на один градус Цельсия (Кельвина).

**Уравнение непрерывности** – фундаментальное уравнение физики полупроводников; дифференциальное уравнение в частных производных, которое связывает изменения концентраций свободных носителей заряда в полупроводнике с их генерацией, рекомбинацией, дрейфовым и диффузионным движением.

**Уровень инжекции** – отношение концентрации инжектированных в базу неосновных носителей заряда к равновесной концентрации основных носителей заряда в базе.

**Уровень Ферми** – энергетический уровень, соответствующий максимально возможной энергии электронов при температуре абсолютного нуля; при любой температуре, отличной от температуры абсолютного нуля, уровень Ферми заполнен наполовину.

**Ферритмагнетики** – вещества, магнитные свойства которых обусловлены нескомпенсированным антиферромагнетизмом.

**Ферромагнетики** – вещества, в которых наблюдается (ниже температуры Кюри) магнитная упорядоченность, соответствующая параллельному расположению спинов в макроскопических областях (доменах) даже в отсутствие внешнего магнитного поля.

**Ширина запрещенной зоны** – разница энергий дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

**Электронная электропроводность** – электропроводность, обусловленная движением свободных электронов.

**Эффективная концентрация** – разность концентраций донорной и акцепторной примесей.

**Эффективная масса** – эквивалентная масса носителя заряда, характеризующая его движение в потенциальном поле кристаллической решетки.

## Список рекомендуемой литературы

1. Пасынков В.В. Материалы электронной техники: учеб. / В.В. Пасынков, В.С. Сорокин. – 4-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2002. – 368 с.
2. Сорокин В.С. Материалы и элементы электронной техники. В 2 т. Т. 1. Проводники, полупроводники, диэлектрики: учеб. для студ. высш. учеб. заведений / В.С. Сорокин, Б.Л. Антипов, Н.П. Лазарева. – М.: Академия, 2006. – 448 с.
3. Поплавко Ю.М. Физика активных диэлектриков: учеб. пособие / Ю.М. Поплавко, Л.П. Переверзева, И.П. Раевский ; под ред. проф. В.П. Сахненко. – Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ, 2009. – 480 с. – ISBN 978-5-9275-0636-1.
4. Стародубцев Ю.Н. Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов / Ю.Н. Стародубцев, В.Я. Белозеров. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2002. – 384 с.
5. Стародубцев Ю.Н. Магнитомягкие материалы. Энциклопедический словарь-справочник / Ю.Н. Стародубцев. – М.: Техносфера, 2011. – 664 с.
6. Брусенцов Ю.А. Маркировка материалов электронной техники: учеб. пособие / Ю.А. Брусенцов, В.А. Пручкин, И.С. Филатов. – Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2006. – 80 с. – ISBN 5-8265-0544-3.
7. Савельев А. Резисторы для силовой электроники / А. Савельев // Силовая электроника. – 2005. – № 1. – С. 4–7.
8. Сорокин В.С. Материалы и элементы электронной техники. В 2 т. Т. 2. Активные диэлектрики, магнитные материалы, элементы электронной техники: учеб. для студ. высш. учеб. заведений / В.С. Сорокин, Б.Л. Антипов, Н.П. Лазарева. – М.: Академия, 2006. – 384 с.
9. ГОСТ 28884-90 (МЭК 63-63). Ряды предпочтительных значений для резисторов и конденсаторов.
10. Андроников Д. Особенности выбора и применение резисторов в силовой электронике / Д. Андроников // Силовая электроника. – 2007. – № 2. – С. 60–64.
11. Костюков Н.С. Частотные характеристики диэлектриков / Н.С. Костюков, С.М. Соколова // Электричество. – 2009. – № 4. – С. 2–11.
12. Геворкян М. Силовые конденсаторы фирмы Ersos для улучшения энергетических параметров сети / М. Геворкян // Компоненты и технологии. – 2001. – № 4. – С. 60–61.

13. Скрипников А. Керамические конденсаторы: выход из танталового кризиса / А. Скрипников // Компоненты и технологии. – 2001. – № 6. – С. 86–88.
14. Панкрашкин А. Ионисторы Panasonic: физика, принцип работы, параметры / А. Панкрашкин // Компоненты и технологии. – 2006. – № 9. – С. 12–17.
15. Тсубота С. Новая технология MLCC для производства керамических конденсаторов больших размеров / С. Тсубота // Компоненты и технологии. – 2009. – № 6. – С. 12–14.
16. Катаев М. Новые серии алюминиевых конденсаторов для преобразовательной техники и вторичных источников питания / М. Катаев // Силовая электроника. – 2006. – № 1. – С. 104–105.
17. Конденсаторы: справ. / И.И. Четвертков [и др.] ; под ред. И.И. Четверткова, М.Н. Дьяконова. – М.: Радио и связь, 1993. – 392 с. – ISBN 5-256-00998-2.
18. Голубев И. Обзор современных конденсаторов / И. Голубев // Современная электроника. – 2006. – № 5. – С. 16–20.
19. Лапин А. Пленочные конденсаторы отечественные и фирмы WIMA / А. Лапин // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. – 2004. – № 6. – С. 45–47.
20. Щука А.А. Электроника: учеб. пособие / А.А. Щука ; под ред. проф. А.С. Сигова. – СПб.: БХВ-Петербург, 2006. – 800 с. – ISBN 5-94157-461-4
21. Розенблат М.А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники / М.А. Розенблат. – 2-е изд., перераб. – М.: Наука, 1974. – 768 с.
22. Куневич А. Современные магнитомягкие материалы для силовой электроники / А. Куневич, А. Максимов // Современная электроника. – 2006. – № 5. – С. 34.
23. Стародубцев Ю.Н. Нанокристаллические магнитомягкие материалы / Ю.Н. Стародубцев, В.Я. Белозеров // Компоненты и технологии. – 2007. – № 4. – С. 240–242.
24. Стародубцев Ю.Н. Аморфные металлические материалы / Ю.Н. Стародубцев, В.Я. Белозеров // Силовая электроника. – 2009. – № 2. – С. 86–89.
25. Стратиенко А. Современные магнитные материалы и индуктивные компоненты VACUUMSCHMELZE / А. Стратиенко // Компоненты и технологии. – 2006. – № 9. – С. 158–161.



## Приложение А

### Справочные данные некоторых материалов электронной техники

Таблица А.1 – Физические параметры чистых металлов (при 293 К)

Металл	Плотность $\gamma \cdot 10^3$ кг/м <sup>3</sup>	Температура плавления, °С	Температурный коэффициент линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6$ , К <sup>-1</sup>	Удельное сопротивление, мкОм·м	Температурный коэффициент удельного сопротивления $\alpha_p \cdot 10^3$ , К <sup>-1</sup>	Работа выхода, эВ	Абсолютная удельная термо-э.д.с., мкВ·К <sup>-1</sup>	Кристаллическая структура*	Период решетки, нм
Алюминий	2,7	660	21,0	0,027	4,1	4,25	-1,3	г.ц.к.	$a=0,404$
Вольфрам	19,3	3400	4,4	0,055	5,0	4,54	+2,0	о.ц.к.	0,316
Железо	7,87	1540	10,7	0,097	6,3	4,31	+16,6	о.ц.к.	0,286
Золото	19,3	1063	14,0	0,023	3,9	4,30	+1,5	г.ц.к.	0,407
Кобальт	8,85	1500	13,5	0,064	6,0	4,41	-20,1	гекс.	$a=0,251$ $c=0,407$
Медь	8,92	1083	16,6	0,017	4,3	4,40	+1,8	г.ц.к.	$a=0,361$
Молибден	10,2	2620	5,3	0,050	4,3	4,30	+6,3	о.ц.к.	0,314
Натрий	0,97	98	72,0	0,042	5,5	2,35	-8,7	о.ц.к.	0,428
Никель	8,96	1453	13,2	0,068	6,7	4,50	-19,3	г.ц.к.	0,352
Олово	7,29	232	23,0	0,113	4,5	4,38	-1,1	тетр.	$a=0,583$ $c=0,318$
Платина	21,45	1770	9,5	0,098	3,9	5,32	-5,1	г.ц.к.	$a=0,392$
Свинец	11,34	327	28,3	0,190	4,2	4,00	-1,2	г.ц.к.	0,494
Серебро	10,49	961	18,6	0,015	4,1	4,30	+1,5		0,408
Тантал	16,6	3000	6,6	0,124	3,8	4,12	-2,5	о.ц.к.	0,330
Хром	7,19	1900	6,2	0,130	2,4	4,58	+18,0	о.ц.к.	0,288
Цинк	7,14	419	30,0	0,059	4,1	4,25	+1,5	гекс.	$a=0,266$ $c=0,494$

\* Обозначения кристаллических структур: о.ц.к. – объемно-центрированная кубическая; г.ц.к. – гранецентрированная кубическая; гекс. – гексагональная плотной упаковки; тетр. – тетрагональная.

Таблица А.2 – Физические параметры диэлектрических материалов (293 К)

Диэлектрический материал	Удельное объемное сопротивление $\rho$ , Ом·м	Диэлектрическая проницаемость $\epsilon$	Температурный коэффициент диэлектрической проницаемости $\alpha_\epsilon \cdot 10^6$ , К <sup>-1</sup>	Тангенс угла диэлектрических потерь при частоте 1 МГц $\operatorname{tg}\delta$	Электрическая прочность $E_{\text{пр}}$ , МВ/м
Полиэтилен	$10^{14}$ – $10^{15}$	2,3–2,4	– (200–300)	$(2-5) \cdot 10^{-4}$	40–150
Полистирол	$10^{14}$ – $10^{16}$	2,5–2,6	– (150–200)	$(2-4) \cdot 10^{-4}$	20–110
Фторопласт	$10^{14}$ – $10^{16}$	1,9–2,2	– (150–300)	$(2-3) \cdot 10^{-4}$	40–150
Полипропилен	$10^{12}$ – $10^{15}$	2,0	– (200–300)	$(3-5) \cdot 10^{-4}$	30–150
Лавсан	$10^{14}$ – $10^{15}$	3,1–3,2	+ (400–600)	$(3-10) \cdot 10^{-3}$	20–180
Поликарбонат	$10^{14}$ – $10^{15}$	3,0	+ (50–100)	$(2-60) \cdot 10^{-3}$	30–150
Поливинилхлорид	$10^9$ – $10^{13}$	3,1–3,4	–	0,015–0,018	35–45
Стекло-текстолит	$10^8$ – $10^{11}$	5,5–6,0	–	0,02–0,04	15–35
Бакелит	$10^8$ – $10^{11}$	4,0	–	0,01	12–50
Слюда	$10^{12}$ – $10^{14}$	6,0–8,0	+ (10–20)	$(1-6) \cdot 10^{-4}$	100–250
Кварцевое стекло	$10^{16}$	3,8–4,2	–	$(2-3) \cdot 10^{-4}$	40–400
Щелочные стекла	$10^{10}$ – $10^{15}$	5–10	+ (30–500)	$(5-250) \cdot 10^{-4}$	40–400
Ситаллы	$10^8$ – $10^{12}$	5–10	–	$(1-80) \cdot 10^{-3}$	25–85
Фарфор	$10^9$ – $10^{11}$	5–8	–	0,02–0,03	25–30
Ультрафарфор	$10^{12}$ – $10^{15}$	7–10	+ (80–140)	$(1-10) \cdot 10^{-4}$	20–45
Алюминоксид	$10^{14}$ – $10^{15}$	8,5–9,5	+ (100–120)	$(1-2) \cdot 10^{-4}$	25–30
Брокерит	$10^{16}$	6–7	+ (40–80)	$(2-5) \cdot 10^{-4}$	30–45
Стеатитовая керамика	$10^{13}$ – $10^{15}$	6–8	+ (70–180)	$(6-8) \cdot 10^{-4}$	25–40
Цельзиановая керамика	$10^{12}$ – $10^{13}$	6–7	+ (60–70)	$(1-2) \cdot 10^{-4}$	35–45
Рутиловая керамика	$10^9$ – $10^{12}$	40–300	– (80–2200)	$(2-10) \cdot 10^{-4}$	10–30
Сегнето-керамика	$10^9$ – $10^{11}$	900–20000	–	0,05–0,3	4–10

Таблица А.3 – Магнитные свойства электротехнических сталей

Мар-ка стали	Тол-щина, мм	Удельные потери, Вт/кг, не более		Коэрци- тивная сила $H_c$ , $\left(\frac{A}{M}\right) \cdot 10^2$ , не более	Магнитная индукция, Тл, не менее, при напряженности магнитного поля, $\frac{A}{M}$					
		$P_{1,5/400}$	$P_{1,0/1000}$		$B_{40}$	$B_{80}$	$B_{200}$	$B_{400}$	$B_{1000}$	$B_{2500}$
3421	0,15	23,0	–	0,34	0,50	0,80	1,10	1,30	1,45	1,70
	0,08	22,0	–	0,36	0,40	0,75	1,10	1,25	1,45	1,70
	0,05	–	24	–	0,40	0,75	1,10	1,25	1,45	1,70
3422	0,15	20,0	–	0,32	0,60	0,95	1,25	1,40	1,55	1,75
	0,08	19,0	–	0,32	0,55	0,90	1,25	1,35	1,55	1,75
	0,05	–	24	–	0,55	0,90	1,25	1,35	1,55	1,75
3423	0,15	19,0	–	0,26	0,80	1,10	1,40	1,55	1,65	1,82
	0,08	17,0	–	0,28	0,80	1,05	1,40	1,50	1,65	1,82
	0,05	–	22	–	0,80	1,05	1,40	1,50	1,65	1,82
3424	0,15	18,0	–	–	0,80	1,10	1,40	1,55	1,65	1,82
	0,08	16,0	–	–	0,80	1,10	1,40	1,55	1,65	1,82
	0,05	–	22	–	0,80	1,10	1,40	1,55	1,65	1,82
3425	0,15	17,0	–	–	1,10	1,35	1,50	1,65	1,75	1,82
	0,08	15,0	–	–	1,05	1,30	1,50	1,65	1,75	1,82
	0,05	–	20	–	1,05	1,30	1,50	1,65	1,75	1,82

Таблица А.4 – Основные параметры некоторых никель-цинковых ферритов

Параметр	Марка феррита				
	2000НН	1000НН	600НН	400НН	200НН
Начальная магнитная проницаемость $\mu_{\text{нач}}$	1800 – 2400	1000	500 – 800	350 – 500	130 – 250
Граничная частота при $\text{tg}\delta \leq 0,1$ , МГц	0,02	0,4	1,2	2,0	3,0
Граничная частота при $\text{tg}\delta \leq 0,02$ , МГц	–	–	0,2	0,7	1,0
Магнитная индукция $B$ при $H_m = 800 \frac{\text{А}}{\text{м}}$ , Тл	0,25	0,32	0,31	0,23	0,17
Максимальная магнитная проницаемость $\mu_{\text{max}}$	7000	3000	1600	800	300
Напряженность магнитного поля $H$ при $\mu_{\text{max}} \cdot \frac{\text{А}}{\text{м}}$	12	32	56	80,0	160
Остаточная магнитная индукция $B_r$ , Тл, не более	0,12	0,15	0,14	0,12	0,1
Точка Кюри, °С, не ниже	70	110	110	100	100

Таблица А.5 – Основные параметры некоторых марганец-цинковых ферритов

Параметр	Марка феррита					
	6000 НМ	4000 НМ	3000 НМ	2000 НМ	1500 НМ	1000 НМ
Начальная магнитная проницаемость $\mu_{нач}$	6000	3500 – 4800	2500 – 3500	1700 – 2500	1200 – 1700	800 – 1200
Граничная частота при $\text{tg}\delta \leq 0,1$ , МГц	0,005	0,1	0,2	0,45	0,6	1,0
Граничная частота при $\text{tg}\delta \leq 0,02$ , МГц	–	0,005	0,015	0,08	0,15	0,5
Магнитная индукция $B$ при $H_m = 800 \frac{\text{А}}{\text{м}}$ , Тл	0,35	0,36	0,38	0,39	0,35	0,35
Максимальная магнитная проницаемость $\mu_{max}$	10000	7000	3500	3500	–	1800
Напряженность магнитного поля $H$ при $\mu_{max}$ , $\frac{\text{А}}{\text{м}}$	12	16	20	20	–	40
Остаточная магнитная индукция $B_r$ , Тл, не более	0,11	0,13	0,15	0,14	–	0,11
Точка Кюри, °С, не ниже	110	140	140	200	200	200

Таблица А.6 – Типичные магнитные свойства магнитопроводов в защитных контейнерах ГАММАМЕТ

Тип магнито-провода	$B_{800}, \text{Тл}$	$\mu_{0,08}$	$\mu_{\max}$	$H_c, \frac{\text{А}}{\text{м}}$	$P_{0,2/20}, \frac{\text{Вт}}{\text{кг}}$	$T_K, ^\circ\text{С}$	$\gamma, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$
ГМ 501	0,43	150000	600000	0,15	3,6	150	7700
ГМ 414	1,17	60000	300000	0,8	4,5	600	7400
ГМ 503А	0,58	5000	1500000	0,2	8,5	260	7700
ГМ 412А	1,17	10000	600000	1,2	10,0	610	7400
ГМ 440А	1,5	1000	200000	4,0	30,0	420	7300
ГМ 515А	0,95	150	250000	1,5	60	500	900
ГМ 503В	0,58	40000	50000	0,25	2,6	260	7700
ГМ 412В	1,17	30000	45000	1,2	3,0	610	7400
ГМ 440В	1,5	8000	20000	4,0	8,0	420	7300
ГМ 515В	0,95	1500	1550	1,5	12,0	500	7900

В таблице использованы следующие обозначения:

$B_{800}$  – магнитная индукция при напряженности магнитного поля  $800 \frac{\text{А}}{\text{м}}$ ;

$\mu_{0,08}$  – относительная магнитная проницаемость при напряженности магнитного поля  $0,08 \frac{\text{А}}{\text{м}}$ ;

$\mu_{\max}$  – относительная максимальная магнитная проницаемость;

$H_c$  – коэрцитивная сила;

$P_{0,2/20}$  – удельные магнитные потери при максимальной магнитной индукции 0,2 Тл и частоте 20 кГц;

$T_K$  – температура Кюри;

$\gamma$  – плотность.

Таблица А.7 – Типичные магнитные свойства композиционных магнитопроводов ГАММАМЕТ (тип ДС)

Тип магнитопровода	$B_{800}$ , Тл	$\mu_{0,08}$	$\mu_{\max}$	$H_c$ , $\frac{A}{M}$	$P_{0,2/20}$ , $\frac{Вт}{кг}$	$T_K$ , °С	$\gamma$ , $\frac{кг}{м^3}$
ГМ 11ДС	0,32	50000	150000	0,4	40	150	5400
ГМ 14ДС	0,80	20000	50000	2,5	90	600	5200
ГМ 33ДС	0,40	3000	600000	0,5	100	260	400
ГМ 32ДС	0,80	7000	200000	2,5	180	610	5200
ГМ 35ДС	0,70	200	150000	2,0	560	500	5200
ГМ 43ДС	0,40	35000	40000	0,5	75	260	5400
ГМ 42ДС	0,80	15000	25000	3,0	110	610	5200
ГМ 40ВДС	1,00	3000	7000	8,0	150	420	5100
ГМ 45ДС	0,70	1200	1300	2,0	220	500	5500
ГМ 54ДС-1000	0,80	1000	1100	3,0	100	600	5200
ГМ 54ДС-500	0,80	500	540	3,0	130	600	5200
ГМ 54ДС-250	0,80	250	260	3,0	180	600	5200
ГМ 54ДС-140	0,80	140	150	3,0	210	600	5200
ГМ 54ДС-90	0,80	90	96	4,0	270	600	5200
ГМ 40ДС-2000	1,00	2000	9000	10,0	240	420	5100
ГМ 40ДС-1500	1,00	1500	2200	14,0	260	420	5100
ГМ 40ДС-1000	1,00	1000	1300	16,0	280	420	5100
ГМ 40ДС-700	1,00	700	850	20,0	300	420	5100

В таблице использованы следующие обозначения:

$B_{800}$  – магнитная индукция при напряженности магнитного поля  $800 \frac{A}{M}$ ;

$\mu_{0,08}$  – относительная магнитная проницаемость при напряженности магнитного поля  $0,08 \frac{A}{M}$ ;

$\mu_{\max}$  – относительная максимальная магнитная проницаемость;

$H_c$  – коэрцитивная сила;

$P_{0,2/20}$  – удельные магнитные потери при максимальной магнитной индукции 0,2 Тл и частоте 20 кГц;

$T_K$  – температура Кюри;

$\gamma$  – плотность.

Таблица А.8 – Удельные потери мощности  $p_0$  и коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$  для расчета удельной мощности потерь в магнитных материалах

Марка материала	Частота, кГц	Магнитная индукция, Тл	Толщина ленты, мм	Удельные потери $p_0$ , Вт/кг	$\alpha$	$\beta$
34НКМП	1,0	1,00	0,10	8,8	1,65	1,65
	1,0	1,00	0,05	6,3	1,40	1,65
40НКМП	1,0	1,00	0,10	16	1,40	1,25
	1,0	1,00	0,05	8,2	1,40	1,40
50НП	1,0	1,00	0,05	14,7	1,30	1,30
	1,0	1,00	0,02	7,1	1,30	1,35
68НМП	1,0	1,00	0,05	7,1	1,55	1,55
79НМ	1,0	1,00	0,10	5,0	1,80	2,00
	1,0	1,00	0,05	4,2	1,60	2,00
	1,0	1,00	0,02	3,5	1,40	2,00
80НХС	1,0	0,50	0,10	1,25	1,70	2,00
	1,0	0,50	0,05	1,0	1,50	2,00
1500НМ3	40	0,12	–	18,28	1,20	2,20
	40	0,15	–	29,80	1,20	2,20
	40	0,18	–	44,60	1,20	2,20
	40	0,20	–	56,20	1,20	2,20
	1,0	1,00	–	23,2	1,20	2,20
2000НМ1-17	1,0 – 30,0	0,05 – 0,2	–	68,0	1,20	2,80
	0,4 – 100	0,37	–	63,0	1,20	2,85
	40	0,12	–	15,02	1,20	2,80
	40	0,15	–	28,05	1,20	2,80
	40	0,18	–	47,70	1,20	2,80
	40	0,20	–	62,00	1,20	2,80
2000НМ3	20	0,20	–	23,0	1,10	2,40
	1,0	1,00	–	44,6	1,30	2,70
	40	0,12	–	17,61	1,30	2,70
	40	0,15	–	32,10	1,30	2,70
	40	0,18	–	52,60	1,30	2,70
	40	0,20	–	69,95	1,30	2,70
2500НМС1	20	0,20	–	24,0	1,05	1,45
	40	0,12	–	22,70	1,40	1,90
	40	0,15	–	34,70	1,40	1,90
	40	0,18	–	49,10	1,40	1,90
	40	0,20	–	60,00	1,40	1,90



Окончание таблицы А.8

Марка материала	Частота, кГц	Магнитная индукция, Тл	Толщина ленты, мм	Удельные потери $p_0$ , Вт/кг	$\alpha$	$\beta$
2500НМС2	40	0,12	–	26,20	1,20	1,70
	40	0,15	–	38,20	1,20	1,70
	40	0,18	–	52,10	1,20	1,70
2500НМС2	40	0,20	–	62,30	1,20	1,70
3000НМ-А	1,0	1,0	–	52,0	1,20	2,80
ГМ412А	20	0,20	–	10,0	–	–
ГМ412В	20	0,20	–	3,0	–	–
ГМ414	20	0,20	–	4,5	–	–
ГМ440А	20	0,20	–	30,0	–	–
ГМ440В	20	0,20	–	8,0	–	–
ГМ501	20	0,20	–	3,6	–	–
ГМ503А	20	0,20	–	8,5	–	–
ГМ503В	20	0,20	–	2,6	–	–
ГМ515А	20	0,20	–	60,0	–	–
ГМ515В	20	0,20	–	12,0	–	–
МП-60	1,0 – 30,0	0,05 – 0,2	–	1140	1,10	2,90
МП-140	1,0 – 30,0	0,05 – 0,2	–	453	1,30	2,90
ТЧ-60	1,0 – 30,0	0,05 – 0,2	–	7090	1,00	3,00

Таблица А.9 – Параметры силовых ферритов зарубежных марок

Фирма		Еrcos	Ferroxcube	АСМЕ	Cosmo
Марка феррита		N87	3C90	P4	CF138
Начальная магнитная проницаемость $\mu_{нач}$		2200 $\pm 25\%$	2300 $\pm 25\%$	2500 $\pm 25\%$	2100 $\pm 25\%$
Индукция насыщения $B_s$ , мТл	$H = 1200 \frac{A}{M}$ , $T = 298 K$	490	430	480	480
	$H = 1200 \frac{A}{M}$ , $T = 373 K$	390	340	380	380
Коэрцитивная сила, $\frac{A}{M}$	$f = 100$ кГц, $T = 298 K$	21	–	10	15
	$f = 100$ кГц, $T = 373 K$	13	–	6	–

Окончание таблицы А.9

Фирма		Ercos	Ferroxcube	ACME	Cosmo
Марка феррита		N87	3C90	P4	CF138
Начальная магнитная проницаемость, $\mu_{нач}$		2200 $\pm 25\%$	2300 $\pm 25\%$	2500 $\pm 25\%$	2100 $\pm 25\%$
Удельные потери мощности	$f = 25$ кГц, $B = 200$ мТл, $T = 373$ К	57	80	55	60
	$f = 100$ кГц, $B = 200$ мТл, $T = 373$ К	385	450	450	450
	$f = 300$ кГц, $B = 200$ мТл, $T = 373$ К	390	–	430	390
Температура Кюри, К		> 210	> 220	> 220	> 220
Удельное электрическое сопротивление, Ом·м		10	–	5,5	4,0
Плотность, г/см <sup>3</sup>		4,85	4,8	4,8	4,8

Таблица А.10 – Аналоги ферритовых материалов

Ercos	Россия	Ferroxcube	Samwha	Cosmo
–	M2500HMC1	–	–	–
N27	M2500HMC2	3C80	–	CF196
N87	–	3C90	PL9	CF139
N97	–	3C94	PL11	–
N92	–	3C92	–	CF122
N49	–	3F3	–	–

Таблица А.11 – Физические параметры полупроводников (300 К)

Полупроводник	Период решетки, нм	Плотность $\gamma \cdot 10^3$ , кг/м <sup>3</sup>	Температурный коэффициент линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6$ , К <sup>-1</sup>	Ширина запрещенной зоны $\Delta E$ , эВ	Подвижность		Низкочастотная диэлектрическая проницаемость $\epsilon$
					электронов $\mu_n$ , м <sup>2</sup> /(В·с)	дырок $\mu_p$ , м <sup>2</sup> /(В·с)	
Германий (Ge)	0,565	5,43	5,8	0,66	0,39	0,19	16,0
Кремний (Si)	0,542	2,33	2,3	1.12	0,14	0,05	12,5
Нитрид галлия (GaN)	$a=0,319$ $c=0,518$	6,11	5,7	3,40	0,03	–	12,2
Фосфид алюминия (AlP)	0,546	2,37	4,2	2,45	0,008	0,003	9,8
Фосфид галлия (GaP)	0,545	4,07	4,7	2,26	0,019	0,012	11,1
Фосфид индия (InP)	0,587	4,78	4,6	1,35	0,46	0,015	12,4
Арсенид алюминия (AlAs)	0,566	3,60	3,5	2,16	0,028	–	10,1
Арсенид галлия (GaAs)	0,565	5,32	5,4	1,43	0,95	0,045	13,1
Арсенид индия (InAs)	0,606	5,67	4,7	0,36	3,3	0,046	14,6
Антимонид алюминия (AlSb)	0,614	4,28	4,2	1,58	0,02	0,055	14,4
Антимонид галлия (GaSb)	0,610	5,65	6,1	0,72	0,4	0,14	15,7
Антимонид индия (InSb)	0,648	5,78	4,9	0,18	7,8	0,075	17,7
Сульфид цинка (ZnS)	0,541	4,09	–	3,67	–	–	5,2
Сульфид кадмия (CdS)	$a = 0,413$ $c = 0,675$	4,82	5,7	2,53	0,034	0,011	5,4
Селенид цинка (ZnSe)	0,566	5,42	1,9	2,73	0,026	0,0015	9,2
Селенид кадмия (CdSe)	$a = 0,430$ $c = 0,701$	5,81	–	1,85	0,072	0,0075	10,0
Теллурид цинка (ZnTe)	0,610	6,34	8,3	2,23	0,053	0,003	10,4
Теллурид кадмия (CdTe)	0,648	5,86	4,0	1,51	0,12	0,006	10,2

Окончание таблицы А.11

Полупроводник	Период решетки, нм	Плотность $\gamma \cdot 10^3$ , кг/м <sup>3</sup>	Температурный коэффициент линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6$ , К <sup>-1</sup>	Ширина запрещенной зоны $\Delta E$ , эВ	Подвижность		Низкочастотная диэлектрическая проницаемость $\epsilon$
					электронов $\mu_n$ , м <sup>2</sup> /(В·с)	дырок $\mu_p$ , м <sup>2</sup> /(В·с)	
Теллурид ртути (HgTe)	0,646	8,09	4,8	0,08	2,5	0,02	–
Сульфид свинца (PbS)	0,594	7,61	–	0,39	0,06	0,07	17,0
Селенид свинца (PbSe)	0,612	8,15	–	0,27	0,12	0,10	–
Теллурид свинца (PbTe)	0,646	8,16	–	0,32	0,08	0,09	30,0

Таблица А.12 – Физические параметры важнейших полупроводников

Параметр			Обозначение параметра	Полупроводник		
				Si	Ge	GaAs
Ширина запрещенной зоны, эВ	300 К		$\Delta E_g$	1,12	0,66	1,43
	0 К			1,21	0,80	1,56
Подвижность при температуре $T$ , $\frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$	электрон	$T=300 \text{ К}$	$\mu_n$	1500	3900	8500
	дырок	$T=300 \text{ К}$	$\mu_p$	600	1900	400
Эффективная масса $\frac{m^*}{m_e}$	электронов		$m_n^*$	1,08	0,56	0,068
	дырок		$m_p^*$	0,56	0,35	0,45

Продолжение таблицы А.12

Параметр		Обозначение параметра	Полупроводник			
			Si	Ge	GaAs	
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, $\text{см}^{-3}$	$T = 300 \text{ К}$	$2 N_c$	$2,8 \cdot 10^{19}$	$1,04 \cdot 10^{19}$	$4,7 \cdot 10^{17}$	
	$T = 77 \text{ К}$		$3,6 \cdot 10^{18}$	$1,4 \cdot 10^{18}$	$5,8 \cdot 10^{16}$	
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, $\text{см}^{-3}$	$T = 300 \text{ К}$	$2 N_v$	$1,02 \cdot 10^{19}$	$6,11 \cdot 10^{17}$	$7,0 \cdot 10^{18}$	
	$T = 77 \text{ К}$		$1,4 \cdot 10^{18}$	$6,9 \cdot 10^{18}$	$9,8 \cdot 10^{17}$	
Диэлектрическая постоянная		$\epsilon$	11,8	16,0	13,2	
Электронное сродство		$\chi$	4,05	4,0	4,07	
Собственная концентрация носителей, $\text{см}^{-3}$	$T = 300 \text{ К}$	$n_i$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^7$	
	$T = 77 \text{ К}$		$3,0 \cdot 10^{-20}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{-31}$	
Время жизни носителей, с		$t$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	
Постоянная решетки		$a, b, c$	<b>5,43</b>	<b>5,65</b>	<b>5,65</b>	
Параметр		Обозначение параметра	Полупроводник			
			InSb	4H-SiC	GaN	
Ширина запрещенной зоны, эВ	300 К	$\Delta E_g$	0,18	3,0	3,44	
	0 К		0,23	3,1	3,50	
Подвижность при температуре $T$ , $\frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$	электронов	$T=300 \text{ К}$	$\mu_n$	78000	650	8500
	дырок	$T=300 \text{ К}$				
Эффективная масса, $\frac{m^*}{m_e}$	электронов		$m_n^*$	0,013	0,60	0,19
	дырок		$m_p^*$	0,6	1,0	0,60
	$T = 77 \text{ К}$			$5,1 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{18}$	$2,7 \cdot 10^{17}$

Окончание таблицы А.12

Параметр		Обозначение параметра	Полупроводник		
			InSb	4H-SiC	GaN
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, см <sup>-3</sup>	$T = 300 \text{ К}$	$2 N_c$	$3,7 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{19}$	$2,2 \cdot 10^{18}$
	$T = 77 \text{ К}$		$5,1 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{18}$	$2,7 \cdot 10^{17}$
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, см <sup>-3</sup>	$T = 300 \text{ К}$	$2 N_v$	$1,16 \cdot 10^{19}$	$2,5 \cdot 10^{19}$	$1,2 \cdot 10^{19}$
	$T = 77 \text{ К}$		$1,5 \cdot 10^{18}$	$3,3 \cdot 10^{18}$	$1,5 \cdot 10^{18}$
Диэлектрическая постоянная		$\epsilon$	17,7	10,2	12,2
Электронное средство		$\chi$	4,60	4,1	4,2
Собственная концентрация носителей, см <sup>-3</sup>	$T = 300 \text{ К}$	$n_i$	$2,0 \cdot 10^{16}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^{-10}$
	$T = 77 \text{ К}$		$1,2 \cdot 10^{10}$	$9,7 \cdot 10^{-84}$	$2,1 \cdot 10^{-95}$
Время жизни носителей, с		$t$	$1,0 \cdot 10^{-8}$		
Постоянная решетки		$a, b, c$	6,48	0,308	0,318

Учебное издание

**Легостаев** Николай Степанович

**МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ**

Учебное пособие

Корректор Л.И. Кирпиченко  
Компьютерная верстка Г.В. Черновой

Подписано в печать 04.07.2014. Формат 60×84/16.  
Усл.-печ. л. 13,95. Тираж 100 экз. Заказ 439.

Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники.  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40.  
Тел. (3822) 533018.