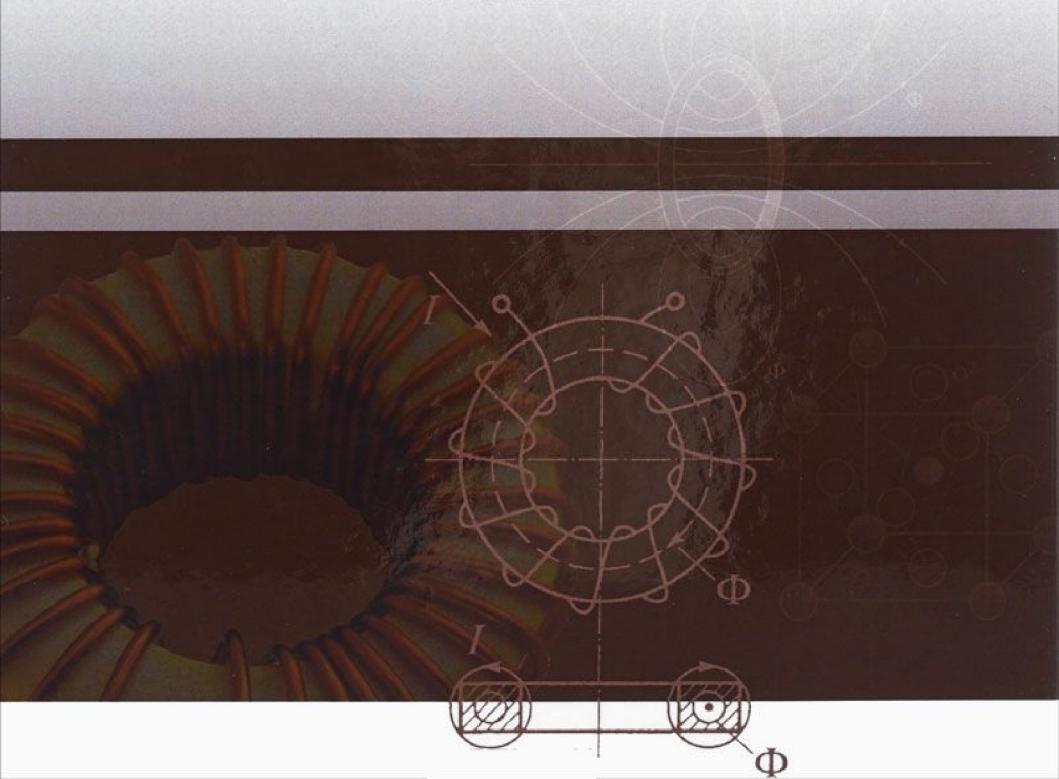




В. С. Сорокин, Б. Л. Антипов, Н. П. Лазарева

# МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

- АКТИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ
- МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ
- ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ



В. С. СОРОКИН,  
Б. Л. АНТИПОВ,  
Н. П. ЛАЗАРЕВА

# МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

## АКТИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ, МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ, ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

*Издание второе, исправленное*

РЕКОМЕНДОВАНО  
УМО вузов РФ по образованию в области радиотехники, электроники,  
биомедицинской техники и автоматизации в качестве учебника  
для студентов вузов, обучающихся по направлениям «Электроника  
и наноэлектроника» и «Конструирование и технология электронных средств»



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ · МОСКВА · КРАСНОДАР  
2016

ББК 31.232я73

С 65

**Сорокин В. С., Антипов Б. Л., Лазарева Н. П.**

**С 65** Материалы и элементы электронной техники. Активные диэлектрики, магнитные материалы, элементы электронной техники: Учебник. — Т. 2. — 2-е изд., испр. — СПб.: Издательство «Лань», 2016. — 384 с.: ил. — (Учебники для вузов. Специальная литература).

**ISBN 978-5-8114-2002-5**

Рассмотрены физические процессы и явления, протекающие в активных диэлектриках и магнитных материалах в различных условиях их эксплуатации. Значительное внимание удалено новым перспективным материалам функциональной диэлектрической и магнитной электроники. Рассмотрены основные параметры и варианты конструктивного оформления пассивных компонентов электронной аппаратуры — резисторов, конденсаторов, индуктивностей, а также соединительных и коммутационных элементов. Приведены классификация элементов и система обозначения резисторов и конденсаторов отечественного производства.

Для студентов вузов, обучающихся по направлениям «Электроника и наноэлектроника» и «Конструирование и технология электронных средств».

**ББК 31.232я73**

**Рецензенты:**

*Ю. Е. КАЛИНИН* — доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физики твердого тела

Воронежского государственного технического университета;

*С. А. НЕМОВ* — доктор физико-математических наук, профессор кафедры прикладной физики и оптики твердого тела Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

**Обложка**  
*Е. А. ВЛАСОВА*

© Издательство «Лань», 2016

© Коллектив авторов, 2016

© Издательство «Лань», художественное оформление, 2016

## ОБОЗНАЧЕНИЯ ОСНОВНЫХ ВЕЛИЧИН

---

- A* — молярная (атомная) масса; массовое число элементов
- a* — период кристаллической решетки; расстояние между атомами; ускорение; поляризационная константа; ширина канавки
- a<sub>0</sub>* — боровский радиус
- B* — магнитная индукция
- C* — емкость; молярная теплоемкость
- C<sub>ном</sub>* — номинальная емкость конденсатора
- C<sub>В</sub>* — константа Верде
- c* — скорость света в вакууме; удельная объемная теплоемкость
- c<sub>уд</sub>* — удельная емкость конденсатора
- D* — электрическая индукция; коэффициент диффузии
- d* — плотность; пьезомодуль; ширина; диаметр
- E* — напряженность электрического поля
- E<sub>кр</sub>* — критическая напряженность электрического поля
- E<sub>пр</sub>* — электрическая прочность материала
- E<sub>с</sub>* — коэрцитивная сила в сегнетоэлектриках
- e* — заряд электрона; мгновенное значение ЭДС
- e<sub>т</sub>* — ЭДС теплового шума
- F* — сила; функция распределения частиц; вероятность события; вероятность безотказной работы
- F<sub>Л</sub>* — сила Лоренца
- f* — частота
- G* — коэффициент энергетической чувствительности термистора
- g* — скорость генерации носителей заряда
- g<sub>о</sub>* — скорость оптической генерации носителей заряда
- H* — напряженность магнитного поля
- H<sub>св</sub>* — критическая напряженность магнитного поля для сверхпроводников
- H<sub>с</sub>* — коэрцитивная сила в магнитных материалах
- h* — постоянная Планка; толщина
- I* — сила тока; интенсивность света
- I<sub>св</sub>* — критическая сила тока для сверхпроводников
- I<sub>ут</sub>* — ток утечки
- I<sub>ф</sub>* — плотность потока фотонов; фототок
- i* — мгновенное значение тока
- J* — плотность тока
- J<sub>н</sub>* — намагниченность вещества
- J<sub>нс</sub>* — намагниченность насыщения

- $K$  — константа магнитной анизотропии; координационное число  
 $K_p$  — коэффициент реверсивной нелинейности  
 $K_{\text{эф}}$  — коэффициент эффективной нелинейности  
 $K_B$  — коэффициент магнитной чувствительности магниторезистора  
 $k$  — постоянная Больцмана; волновое число  
 $k_{\text{упр}}$  — коэффициент упругой связи  
 $k_m$  — магнитная восприимчивость  
 $L$  — индуктивность; длина; орбитальный момент количества движения  
 $L_{\text{ном}}$  — номинальная индуктивность катушки  
 $L_D$  — диффузионная длина носителей заряда  
 $L_0$  — число Лоренца  
 $l$  — длина; расстояние; азимутальное квантовое число  
 $\bar{l}$  — средняя длина свободного пробега электронов  
 $M$  — магнитный момент  
 $m$  — масса; магнитное квантовое число  
 $m_n$  — эффективная масса электрона  
 $m_p$  — эффективная масса дырки  
 $m_0$  — масса свободного электрона  
 $N$  — число частиц; концентрация примесей; эффективная плотность состояний; число витков  
 $N_0$  — число Авогадро  
 $n$  — концентрация электронов; показатель преломления; главное квантовое число; степень полимеризации; коэффициент трансформации  
 $n_0$  — равновесная концентрация электронов  
 $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда  
 $P$  — поляризованность; концентрация примесей; мощность; импульс (количество движения)  
 $P_a$  — активная мощность  
 $P_d$  — диэлектрические потери  
 $P_g$  — потери на гистерезис  
 $P_{\text{в.т}}$  — потери на вихревые токи  
 $P_{\text{ном}}$  — номинальная мощность элемента  
 $P_p$  — реактивная мощность  
 $P_{\text{сп}}$  — спонтанная поляризованность  
 $P_s$  — поляризованность насыщения  
 $p$  — концентрация дырок; электрический (дипольный) момент; давление; пироэлектрический коэффициент  
 $p_0$  — равновесная концентрация дырок  
 $p_{\text{уд}}$  — удельная мощность рассеяния (удельные потери)  
 $Q$  — электрический заряд; добротность  
 $q$  — элементарный электрический заряд; уровень качества  
 $q_{\text{уд}}$  — удельный заряд конденсатора  
 $R$  — активное сопротивление; универсальная газовая постоянная; коэффициент отражения  
 $R_{\text{из}}$  — сопротивление изоляции  
 $R_k$  — контактное сопротивление  
 $R_{\text{ном}}$  — номинальное сопротивление резистора  
 $R_c$  — критическая скорость охлаждения  
 $R_S$  — поверхностное сопротивление

- $R_{\square}$  — сопротивление квадрата поверхности  
 $r$  — активное сопротивление; скорость рекомбинации; радиус; расстояние; электрооптические коэффициенты  
 $S$  — площадь; сечение рассеяния носителей заряда  
 $s$  — спиновое квантовое число  
 $T$  — температура  
 $T_K$  — температура Кюри  
 $T_{\text{кр}}$  — температура кристаллизации  
 $T_{\text{пл}}$  — температура плавления  
 $T_c$  — температура стеклования  
 $T_{\text{св}}$  — критическая температура перехода в состояние сверхпроводимости  
 $t$  — время; шаг спирали  
 $U$  — разность потенциалов; электрическое напряжение  
 $U_{\text{ном}}$  — номинальное напряжение элемента  
 $U_{\text{пр}}$  — напряжение пробоя  
 $U_{\lambda/2}$  — полуволновое напряжение  
 $u$  — скорость теплового движения частиц; мгновенное значение напряжения  
 $V$  — объем  
 $v$  — скорость дрейфа; скорость движения электрона по орбите; скорость движения доменных границ  
 $v_{\text{зв}}$  — скорость движения звуковой волны  
 $w$  — число витков  
 $x$  — мольная (атомная) доля компонента  
 $x_c$  — емкостное сопротивление элемента  
 $x_L$  — индуктивное сопротивление элемента  
 $Z$  — полное сопротивление (импеданс) цепи (элемента); относительный заряд ядра  
 $\alpha$  — показатель оптического поглощения; температурный коэффициент; коэффициент удельной термоЭДС; поляризуемость атомов (молекул); температурный коэффициент потерь  
 $\alpha_i$  — коэффициент ударной ионизации  
 $\beta$  — коэффициент импульса; коэффициент нелинейности вольт-амперной характеристики  
 $\gamma$  — удельная проводимость  
 $\Delta$  — глубина проникновения электромагнитного поля в материал  
 $\Delta a$  — амплитуда тепловых колебаний атомов  
 $\Delta H$  — ширина линии ферромагнитного резонанса  
 $\Delta n$  — избыточная концентрация электронов  
 $\Delta p$  — избыточная концентрация дырок  
 $\Delta \gamma$  — фотопроводимость  
 $\Delta \mathcal{E}$  — ширина запрещенной зоны  
 $\Delta \mathcal{E}_a$  — энергия ионизации акцепторов  
 $\Delta \mathcal{E}_b$  — разрыв валентной зоны  
 $\Delta \mathcal{E}_d$  — энергия ионизации доноров  
 $\Delta \mathcal{E}_c$  — разрыв зоны проводимости  
 $\Delta \Delta \mathcal{E}_{\text{св}}$  — энергетическая щель в сверхпроводниках  
 $\delta$  — угол диэлектрических потерь; толщина; относительная деформация  
 $\delta_m$  — угол магнитных потерь

- $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость  
 $\epsilon_r$  — реверсивная диэлектрическая проницаемость  
 $\epsilon_{\text{эфф}}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость  
 $\epsilon_0$  — электрическая постоянная  
 $\tilde{\epsilon}$  — комплексная диэлектрическая проницаемость  
 $\epsilon''$  — коэффициент диэлектрических потерь  
 $\eta$  — квантовый выход; коэффициент выпуклости кривой размагничивания; коэффициент полезного действия, КПД  
 $\theta$  — объемная доля; характеристическая температура; угол поворота  
 $\theta_D$  — температура Дебая  
 $\theta_F$  — угол фарадеевского вращения  
 $\theta_p$  — парамагнитная точка Кюри  
 $\Lambda$  — длина звуковой волны  
 $\lambda$  — длина волны; интенсивность отказов  
 $\lambda_t$  — удельная теплопроводность  
 $\lambda_s$  — константа магнитострикции  
 $\mu$  — относительная магнитная проницаемость; подвижность носителей заряда  
 $\mu_B$  — магнетон Бора  
 $\mu_{\text{нач}}$  — начальная магнитная проницаемость  
 $\mu_{\text{рев}}$  — реверсивная магнитная проницаемость  
 $\mu_n$  — подвижность электронов  
 $\mu_p$  — подвижность дырок  
 $\mu_0$  — магнитная постоянная  
 $\tilde{\mu}$  — комплексная магнитная проницаемость  
 $\mu''$  — вязкая магнитная проницаемость  
 $v$  — частота  
 $\Pi$  — периметр  
 $\rho$  — удельное сопротивление  
 $\rho_S$  — удельное поверхностное сопротивление  
 $\rho_V$  — удельное объемное сопротивление  
 $\sigma$  — механическое напряжение; коэффициент теплопередачи; электропроводность  
 $\tau$  — время релаксации; время жизни неравновесных носителей заряда; характеристическое время  
 $\tau_n$  — время жизни электронов  
 $\tau_p$  — время жизни дырок  
 $\tau_0$  — время свободного пробега электронов  
 $\Phi$  — магнитный поток; работа выхода электронов  
 $\Phi_0$  — квант магнитного потока (флюксоид)  
 $\phi$  — потенциал; угол сдвига фаз; угловое перемещение контакта  
 $\psi$  — магнитооптическая добротность; угол фазового запаздывания  
 $\chi$  — диэлектрическая восприимчивость; электронное средство; электротроотрицательность  
 $\omega$  — угловая частота  
 $\mathcal{E}$  — энергия  
 $\mathcal{E}_k$  — энергия магнитной кристаллографической анизотропии  
 $\mathcal{E}_d$  — удельная энергия в зазоре магнита  
 $\mathcal{E}_F$  — энергия (уровень) Ферми

# Глава 8

## АКТИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ

---

### 8.1. КЛАССИФИКАЦИЯ АКТИВНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

*Активными* называются диэлектрики, свойствами которых можно управлять с помощью внешних энергетических воздействий и использовать эти воздействия для создания функциональных элементов электроники. Активные диэлектрики позволяют осуществлять генерацию, усиление, модуляцию, детектирование, сканирование электрических и оптических сигналов, несущих информацию, а также ее отображение, запоминание или преобразование. По мере наращивания сложности электронной аппаратуры и перехода к функциональной электронике роль и значение активных материалов при решении важнейших научных и технических задач непрерывно возрастают. Совокупность электронных устройств и систем, функционирование которых основано на физических явлениях и процессах, происходящих в активных диэлектриках, иногда выделяют в самостоятельное научно-техническое направление, называемое *диэлектрической электроникой*.

Свойствами активных диэлектриков могут обладать не только твердые кристаллические вещества, но также жидкые и даже газообразные среды (например, активная среда газовых лазеров). По химическому составу это могут быть как органические, так и неорганические вещества, простые и сложные химические соединения. По строению и свойствам их можно подразделить на монокристаллические, поликристаллические и аморфные материалы, изотропные и текстурованные вещества, полярные и неполярные диэлектрики. Наиболее часто в качестве управляемых сред используют кристаллические диэлектрики, структура которых не имеет центра симметрии, так называемые полярные кристаллы.

В качестве преобразующей среды диэлектрик работает наиболее эффективно в условиях, при которых возможны структурные превращения (фазовые переходы). Твердые диэлектрики и жидкие кристаллы в области фазовых переходов представляют собой вещества, чрезвычайно чувствительные к внешним воздействиям, потому что в подобных условиях устойчивое (равновесное) положение частиц, образующих диэлектрик, может быть легко нарушено внешними полями или излучениями. Эти особенности широко используются для детектирования внешних воздействий и создания эффективных модулирующих сред.

Диэлектрические кристаллы и текстуры, применяемые в активных элементах, как правило, обладают анизотропией свойств. Эта анизотропия может быть природной, специально создаваться при технологической обработке материала или же индуцироваться внешними полями. Для строгого описания явлений в таких анизотропных средах необходимо использовать *тензорные представления физических величин*. Например, в анизотропных средах диэлектрическая проницаемость вещества является тензором второго ранга, а модули упругости представляют собой тензоры четвертого ранга.

Строгая классификация активных диэлектриков, охватывающая многие отличительные признаки этих материалов, оказывается весьма затруднительной. К тому же резкой границы между активными и пассивными диэлектриками не существует. Один и тот же материал в различных условиях его эксплуатации может выполнять либо пассивные функции изолятора или конденсатора, либо активные функции управляющего или преобразующего элемента.

В зависимости от технического назначения существенно различны и требования к материалам. Так, одно из главных требований, предъявляемых к пассивным диэлектрикам, заключается в сохранении стабильности свойств при внешних воздействиях. В то же время требования к активному материалу совершенно противоположные: чем сильнее изменяются его свойства при внешних возмущениях, тем лучше может выполнять активный элемент функции управления энергией или преобразования поступающей информации.

В большинстве случаев активные диэлектрики классифицируются по виду физических эффектов, которые можно использовать для управления свойствами материалов. Один из упрощенных вариантов такой классификации представлен на рис. 8.1. Основные классификационные группы отражают особенности поляризационных и оптических свойств активных диэлектриков. Например, сегнетоэлектрики отличаются от других материалов нелинейностью поляризованности по отношению к электрическому полю, в пьезо- и пироэлектриках поляризованное состояние сильно зависит от механических напряжений и температуры соответственно, а свойства электретов определяются стабильностью остаточной поляризации, сохраняющейся после электризации диэлектрика.

Большинство диэлектриков в отличие от металлов прозрачны к оптическому излучению. Окраска и непрозрачность некоторых из них обусловлены рассеянием света на неоднородностях структуры или же связаны с наличием в этих материалах примесей и ионов, поглощающих излучение. Благодаря прозрачности в диэлектриках можно наблюдать оптические эффекты, которые ши-

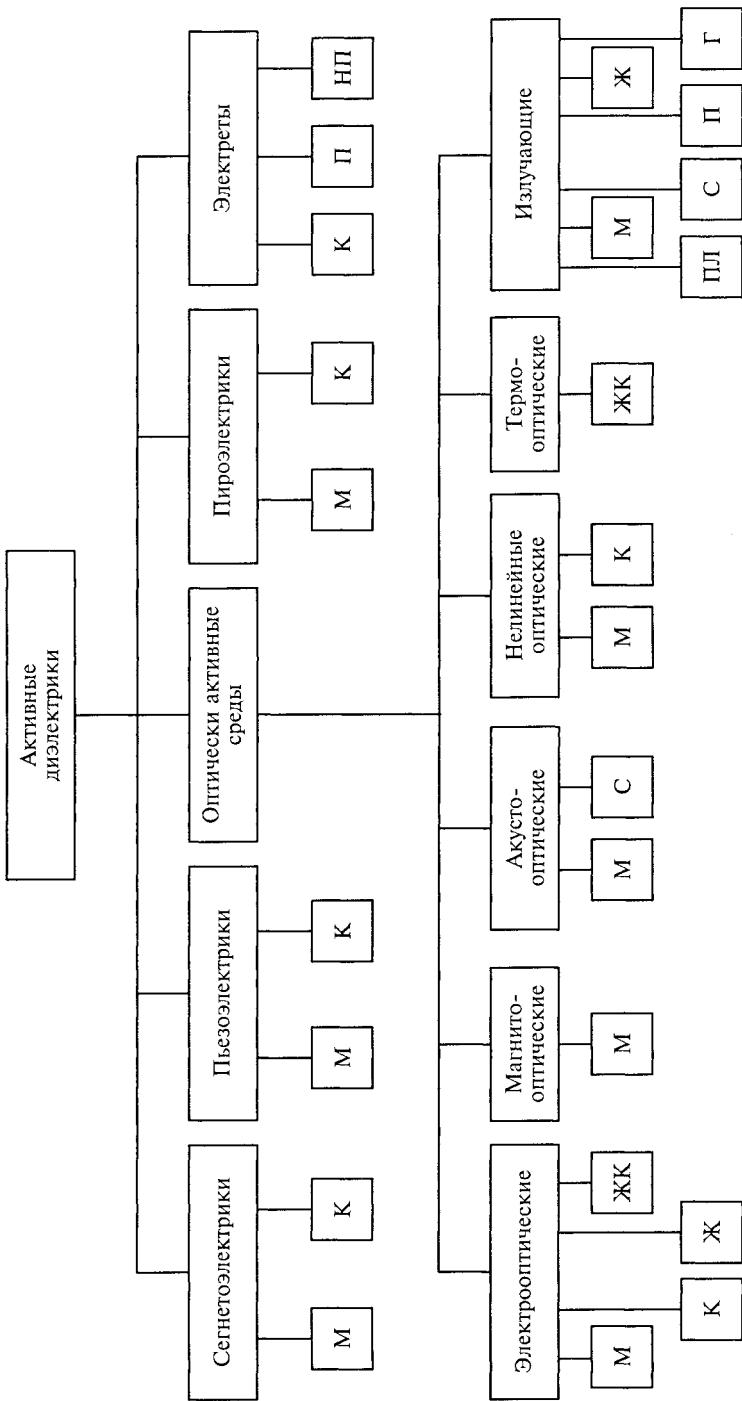


Рис. 8.1. Классификация активных диэлектриков:

М — монокристаллы; К — керамика; С — стекла; П — полимеры; НП — неорганические пленки; ЖК — жидкости; ЖК — жидккие кристаллы; Г — газы; ПЛ — порошковые луминифоры

роко используются для записи, преобразования и отображения информации. Наблюдаемые оптические эффекты могут быть обусловлены либо внутренним строением материала (поляризация света, двойное лучепреломление, генерация второй гармоники и др.), либо инициироваться внешними воздействиями, к числу которых можно отнести электрическое или магнитное поле (электрооптические и магнитооптические эффекты), акустическую волну (акустооптические эффекты), нагревание (термооптические эффекты).

Магнитное поле в большинстве случаев оказывает незначительное влияние на свойства диэлектриков, поскольку последние обычно являются слабомагнитными веществами (диамагнетиками или парамагнетиками). Магнитные воздействия на такие диэлектрики используют главным образом в магнитной спектроскопии при исследовании микроструктуры дефектов и особенностей фазовых переходов. Наряду с этим существуют материалы, которые одновременно обладают сильным магнетизмом и высоким удельным сопротивлением. Примером таких материалов могут служить монокристаллы ферритов-гранатов (подразд. 9.7). Воздействуя магнитным полем на оптически прозрачный ферримагнитный диэлектрик, можно управлять параметрами проходящей световой волны, например вращать плоскость поляризации линейно поляризованного света — *эффект Фарадея*.

Многие из диэлектриков с самыми разнообразными свойствами используются в качестве излучающих сред, позволяющих осуществить преобразование или генерацию излучения. Рассматривая эту классификационную группу, следует иметь в виду не только активные лазерные материалы, но и многочисленные люминофоры, возбуждаемые электрическим полем, электронным или световым лучами.

Представленная классификация, хотя и является вполне логичной и обоснованной, все же не позволяет четко отделить одну группу материалов от другой. Это связано с тем, что многие диэлектрики проявляют высокую чувствительность по отношению к нескольким видам энергетических воздействий. Наибольшей универсальностью в этом плане характеризуются сегнетоэлектрики и жидккие кристаллы.

Сегнетоэлектрики сочетают в себе свойства пьезо- и пироэлектриков, электрооптических и нелинейных оптических материалов. Они могут выступать и в качестве электретов. Вместе с тем сегнетоэлектрики обладают рядом специфических, только им присущих свойств. Важнейшими из них являются доменное строение, диэлектрический гистерезис и нелинейное изменение поляризованности при воздействии электрического поля. Эти аргументы оказываются вполне достаточными, чтобы выделить сегнетоэлектрики в самостоятельную группу активных диэлектриков.

Аналогичным образом жидкие кристаллы, с одной стороны, можно рассматривать как элементы классификационных групп, объединяющих активные среды с ярко выраженной оптической анизотропией, как это представлено на рис. 8.1, но, с другой стороны, в жидких кристаллах благодаря высокой структурной подвижности молекул проявляются такие оптические эффекты, которые не свойственны другим веществам (например, динамическое рассеяние света, термооптический эффект и др.). Поэтому при классификации по иным признакам жидкие кристаллы с полным правом можно рассматривать как самостоятельные объекты структурной схемы.

## 8.2. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ

**Основные свойства.** Сегнетоэлектриками называются вещества, обладающие спонтанной поляризацией, направление которой может быть изменено с помощью внешнего электрического поля. Название материалов происходит от *сегнетовой соли*  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$  — вещества, у которого впервые были обнаружены нелинейные свойства. Открытие сегнетоэлектриков состоялось в 1921 г. в результате исследований, выполненных чешским ученым Й. Валашеком.

В отсутствие внешнего электрического поля сегнетоэлектрики, как правило, имеют доменную структуру. Домены представляют собой микроскопические области, обладающие спонтанной (самопроизвольной) поляризацией, которая возникает под влиянием внутренних процессов в диэлектрике. Направления электрических моментов у разных доменов различны. Поэтому суммарная поляризованность образца в целом может быть равна нулю. Если кристалл имеет малые размеры, то он может состоять всего лишь из одного домена. Однако крупные образцы всегда разбиваются на множество доменов, поскольку однодоменное состояние энергетически невыгодно. Разбиение на домены приводит к уменьшению электростатической энергии сегнетоэлектрика. Образующиеся при этом доменные границы, называемые *доменными стенками*, аккумулируют некоторую поверхностную энергию, которая возрастает с увеличением протяженности доменных границ, т. е. при уменьшении размеров доменов. Равновесному состоянию отвечает такая доменная структура, при которой уменьшение электростатической энергии системы компенсируется увеличением поверхностной энергии доменных границ.

Существует несколько экспериментальных методов исследования доменной структуры. В частности, у прозрачных материалов ее можно наблюдать с помощью оптического микроскопа в поляризованном свете. Экспериментально установлено, что линейные

размеры доменов у различных сегнетоэлектриков составляют от  $10^{-4}$  до  $10^{-1}$  см. В реальных кристаллах доменные границы обычно закрепляются на дефектах и неоднородностях структуры и требуется достаточно сильное электрическое поле для их смещения.

В монокристалле относительная ориентация электрических моментов доменов определяется симметрией кристаллической решетки. Например, в одноосных сегнетоэлектриках типа триглицинсульфата домены имеют форму стержней с чечевицеобразным (овальным) сечением (рис. 8.2, *а*). Векторы поляризации в соседних доменах всегда ориентированы антипараллельно друг другу. Получается так, что домены с одним направлением электрического момента представляют собой матрицу, в которой существуют домены с противоположной ориентацией вектора спонтанной поляризации.

Иная картина наблюдается в многоосных сегнетоэлектриках. Так, в сегнетоэлектрической фазе титаната бария  $\text{BaTiO}_3$ , имеющей тетрагональную симметрию, возможны шесть направлений спонтанной поляризованности антипараллельных или перпендикулярных друг другу. Соответственно для этого случая различают 90- и 180-градусные доменные границы. Фрагмент доменной структуры для сегнетоэлектриков подобного типа показан на рис. 8.2, *б*.

Домены с направлением спонтанной поляризованности, перпендикулярным поверхности кристалла, принято называть *с*-доменами, а домены, у которых вектор поляризации ориентирован параллельно поверхности, называют *а*-доменами. Последние могут располагаться по отношению друг к другу под углами  $90^\circ$  и  $180^\circ$ , тогда как соседние *с*-домены всегда имеют антипараллельные векторы электрических моментов. Энергетически наиболее выгодна такая структура, при которой обеспечивается электрическая нейтральность доменных границ, т. е. проекция вектора поляризации на границу со стороны одного домена должна быть

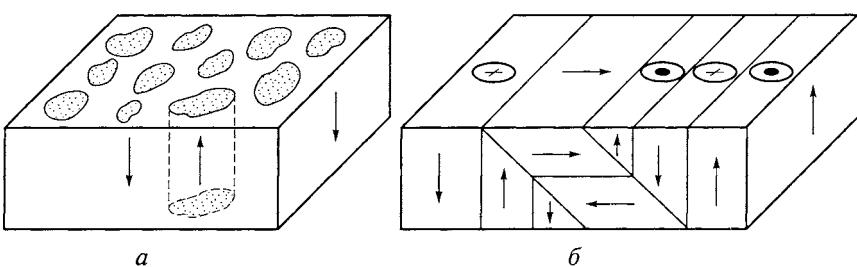


Рис. 8.2. Схема домённой структуры сегнетоэлектриков при отсутствии внешних воздействий:

*а* — одноосный сегнетоэлектрик (триглицинсульфат); *б* — многоосный сегнетоэлектрик (титанат бария)

равна по длине и противоположна по направлению проекции вектора поляризации со стороны другого домена. По этой причине электрические моменты 90-градусных доменов всегда выстраиваются по принципу «голова к хвосту», как показано на рис. 8.2, б. Экспериментальные наблюдения и теоретические оценки свидетельствуют о том, что толщина границ между 180-градусными доменами мала и не превышает нескольких периодов решетки (несколько нм), а толщина 90-градусных стенок значительно больше и в  $\text{BaTiO}_3$  достигает 0,4 мкм. Это связано с тем, что периоды решеток во взаимно перпендикулярных направлениях плохо соответствуют друг другу и при сопряжении доменов возникают значительные упругие искажения структуры.

Внешнее электрическое поле изменяет направления электрических моментов доменов, что создает эффект очень сильной поляризации. Этим объясняются свойственные сегнетоэлектрикам сверхвысокие значения диэлектрической проницаемости (до сотен тысяч). *Доменная поляризация* связана с процессами зарождения и роста новых доменов за счет смещения доменных границ, которые в итоге вызывают переориентацию вектора спонтанной поляризации в направлении внешнего электрического поля. Исследования показывают, что в титанате бария и родственных ему многоосных сегнетоэлектриках переориентация спонтанной поляризованности в доменах начинается с образования зародышей, благоприятно ориентированных по отношению к внешнему полю, т. е. их электрический момент совпадает по направлению с вектором напряженности поля или образует с ним острый угол. Такие зародыши возникают у доменных границ, а также вблизи дефектов структуры или у поверхности кристалла и в виде острых клиньев прорастают в глубь исходной полярной среды, как показано на рис. 8.3. После достижения зародышами противоположной доменной границы начинается боковое движение сторон клиньев, завершающееся полной переполяризацией первичного домена.

Скорость движения доменных стенок зависит от напряженности поля в соответствии с выражением

$$v = v_\infty \exp(-b_0/E),$$

где  $v_\infty$  и  $b_0$  — эмпирические константы, зависящие от природы материала и температуры соответственно.

При напряженности поля порядка 0,1 МВ/м в нормальных условиях в кристаллах  $\text{BaTiO}_3$  скорость смещения доменных стенок составляет около 1 м/с. При реальных размерах доменов менее 1 мкм время переполяризации сегнетоэлектрика составит доли микросекунды, т. е. максимальная частота изменения направления спонтанной поляризации превысит 1 МГц. При большей частоте переменного поля или при малой напряженности клинья не успевают прорастать до противоположной стенки домена, и его переполяризация не будет завершена.

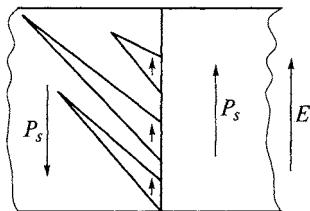


Рис. 8.3. Схема переориентации доменов в  $\text{BaTiO}_3$  под действием внешнего электрического поля

ризация происходит не полностью. Такой процесс неполной переориентации доменов в переменном поле можно представить как осцилляцию доменной стенки относительно некоторого положения равновесия.

Следствием доменного строения сегнетоэлектриков является нелинейная зависимость поляризованности (а также электрической индукции) от напряженности электрического поля, которая в переменных полях трансформируется в *диэлектрический гистерезис*, как показано на рис. 8.4, а. Петля гистерезиса является одной из наиболее важных характеристик сегнетоэлектриков и дает представление о динамической поляризуемости сегнетоэлектриков. Диэлектрический гистерезис обусловлен необратимым смещением доменных границ под действием поля и свидетельствует о дополнительном механизме диэлектрических потерь, связанных с затратами энергии на переполяризацию доменов. Площадь гистерезисной петли пропорциональна энергии, рассеиваемой в диэлектрике за один период. Вследствие потерь на гистерезис сегнетоэлектрики характеризуются большим  $\text{tg}\delta$ , который в типичных

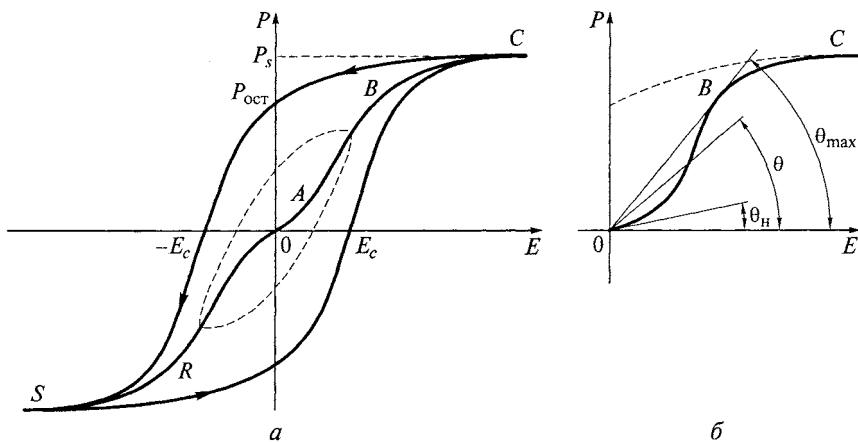


Рис. 8.4. Петля диэлектрического гистерезиса (а) и основная кривая поляризации диэлектрика (б)

случаях принимает значения порядка 0,1. Следует, однако, заметить, что в сильных полях форма кривой тока, протекающего через сегнетоэлектрик, отличается от синусоидальной. Поэтому, строго говоря, для характеристики такого нелинейного процесса нельзя использовать понятие  $\text{tg}\delta$ . В данном случае речь может идти только о некотором эффективном параметре  $\text{tg}\delta_{\text{эф}}$ , характеризующем соотношение между потерями на гистерезис и реактивной мощностью, запасаемой сегнетоэлектриком:

$$\text{tg}\delta_{\text{эф}} = P_r / (U^2 \omega C) = \phi P dE / (2\pi E^2 \epsilon_0 \epsilon),$$

где  $P_r$  — мощность гистерезисных потерь;  $P$  — поляризованность.

Совокупность вершин гистерезисных петель, полученных при различных значениях амплитуды переменного поля, образуют начальную (основную) кривую поляризации сегнетоэлектрика (рис. 8.4, б). В слабых полях, соответствующих участку  $OA$ , поляризованность практически линейно зависит от напряженности. В этом случае осцилляции доменных границ носят обратимый характер. В области более сильных полей (участок  $AB$ ) поляризация становится необратимым процессом, происходит интенсивное распространение зародышей новых доменов, у которых вектор спонтанной поляризации образует наименьший угол с направлением поля. В частном случае этот угол равен нулю, если разрешенное симметрией кристалла направление полярной оси совпадает с направлением напряженности внешнего поля. В точке  $C$  поляризация, связанная с доменами, достигает насыщения, кристалл становится монодоменным. Наступает состояние технического насыщения поляризованности. Некоторое возрастание электрического момента в более сильных полях обусловлено процессами индуцированной (электронной и ионной) поляризации. Ее роль возрастает с повышением температуры.

Если в поляризованном до насыщения образце напряженность поля уменьшить до нуля, то поляризованность в нуль не обратится, а примет некоторое остаточное значение  $P_{\text{ост}}$ , т.е. при понижении напряженности поля не повторяется в обратной последовательности траектория первичной поляризации.

При воздействии полем противоположной полярности поляризованность быстро уменьшается и при некоторой напряженности поля изменяет свое направление. Дальнейшее увеличение напряженности поля вновь переводит образец в состояние технического насыщения (точка  $S$ ). Напряженность поля  $E_c$ , при которой поляризованность проходит через нуль, называют *коэрцитивной силой*. Последняя зависит от целого ряда факторов и не является константой, характеризующей качество сегнетоэлектрика. В частности, коэрцитивная сила зависит от амплитуды прикладываемого поля и от частоты. При постоянной амплитуде переменного

поля значение  $E_c$  увеличивается с ростом частоты, поскольку при уменьшении времени полупериода для завершения процессов переполяризации доменов необходима более высокая напряженность поля.

К повышению  $E_c$  приводит также и увеличение напряженности внешнего поля, так как в более сильных полях за каждый полуцикл совершается более полная переполяризация кристалла, что затрудняет зарождение новых доменов при следующем полуцикле. Вместе с тем коэрцитивное поле уменьшается при повышении температуры, что обусловлено увеличением подвижности доменных границ. Параметр  $E_c$  сложным образом зависит от качества обработки кристалла, типа электродов и толщины образца. В общем случае с уменьшением толщины диэлектрика коэрцитивное поле растет. Экспериментальные значения  $E_c$  обычно попадают в интервал 0,05...0,2 МВ/м.

Нелинейность поляризации по отношению к полю и наличие диэлектрического гистерезиса обусловливают зависимость диэлектрической проницаемости и емкости сегнетоэлектрического конденсатора от режима работы. Для характеристики свойств материала в различных условиях эксплуатации нелинейного элемента используют понятия дифференциальной, эффективной, реверсивной, начальной и других диэлектрических проницаемостей.

Дифференциальную диэлектрическую проницаемость определяют дифференцированием гистерезисной петли на основе выражения

$$\epsilon_{\text{диф}} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial D}{\partial E} = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial P}{\partial E} \approx \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial P}{\partial E}.$$

На рис. 8.5 показана зависимость  $\epsilon_{\text{диф}}$  от напряженности электрического поля. Как видно из рис. 8.5, зависимость  $\epsilon_{\text{диф}}(E)$  проходит через острые максимумы при полях, близких к коэрцитивным, когда имеют место резкие изменения поляризованности в диэлектрике. В соответствии с изменением диэлектрической про-

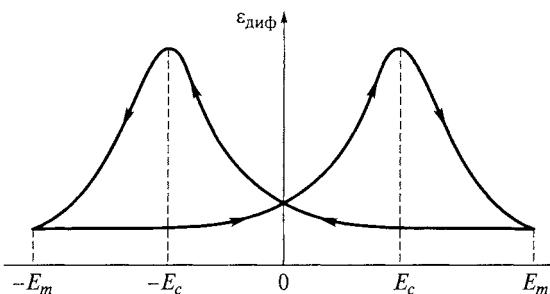


Рис. 8.5. Изменение дифференциальной (мгновенной) диэлектрической проницаемости при действии переменного электрического поля

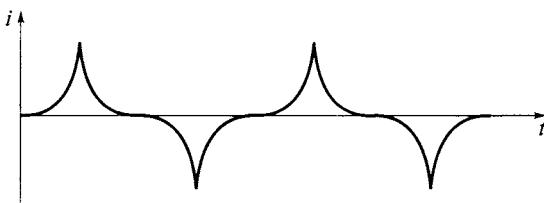


Рис. 8.6. Осциллограмма тока, протекающего через сегнетоэлектрик при действии на него синусоидального напряжения

ницаемости емкость сегнетоэлектрического конденсатора дважды за период изменения синусоидального напряжения достигает пиковых значений. Поэтому ток, протекающий через нелинейный конденсатор, имеет резко несинусоидальную форму. Осциллограмма тока показана на рис. 8.6.

По действующему значению несинусоидального тока  $I$  определяют эффективную емкость конденсатора

$$C_{\text{эфф}} = I / (\omega U),$$

которой соответствует *эффективная диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика*  $\epsilon_{\text{эфф}}$ . Фактически она представляет собой дифференциальную проницаемость, усредненную за период изменения поля. На практике эффективную проницаемость обычно определяют с помощью выражения

$$\epsilon_{\text{эфф}} = D / (\epsilon_0 E) = 1 + P / (\epsilon_0 E) \approx P / (\epsilon_0 E).$$

Графически  $\epsilon_{\text{эфф}}$  находят по основной кривой поляризации как тангенс угла наклона ( $\text{tg}\theta$ ) секущей линии, проведенной из начала координат через рабочую точку, соответствующую заданной напряженности переменного поля (см. рис. 8.4, б).

Типичная для сегнетоэлектриков зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от напряженности поля показана на рис. 8.7. Диэлектрическую проницаемость, измеряемую в очень слабых электрических полях, называют *начальной диэлектрической проницаемостью*  $\epsilon_n$ . Графически она характеризуется тангенсом угла наклона касательной к основной кривой поляризации в точке начала координат. За численные значения  $\epsilon_n$  ответственны преимущественно механизмы индуцированной поляризации, хотя в полидоменных структурах нельзя полностью игнорировать вклад, вносимый процессами обратимого смещения доменных границ. При понижении температуры влияние доменного механизма на величину  $\epsilon_n$  ослабевает. Вместе с тем роль доменной переполяризации существенно возрастает по мере увеличения напряженности поля, что выражается в резком возрастании эффективной диэлектрической проницаемости. В полях, близких к

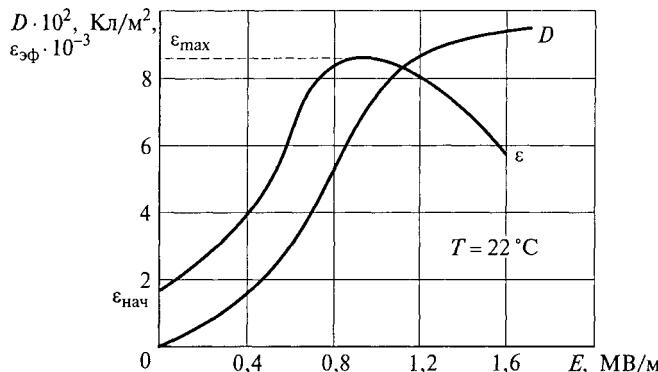


Рис. 8.7. Зависимость диэлектрической индукции и эффективной диэлектрической проницаемости титаната бария от напряженности электрического поля

коэрцитивным,  $\epsilon_{\text{эфф}}$  достигает максимальных значений, после чего начинается плавный спад, поскольку спонтанная поляризованность остается далее неизменной, вклад индуцированных механизмов невелик, а напряженность поля продолжает нарастать.

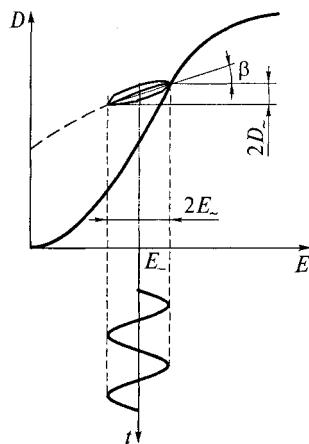
*Реверсивная диэлектрическая проницаемость*  $\epsilon_p$  характеризует изменение поляризации сегнетоэлектрика в переменном электрическом поле при одновременном действии постоянного (управляющего) поля. Наибольший интерес представляют такие режимы работы сегнетоэлектрика, в которых амплитуда переменного напряжения намного меньше управляющего напряжения. С учетом этого обстоятельства для реверсивной проницаемости можно записать

$$\epsilon_p = D_- / (\epsilon_0 E_-) \Big|_{E_-} \approx P_- / (\epsilon_0 E_-) \Big|_{E_-},$$

где  $P_-$  характеризует отклик сегнетоэлектрика на возбуждение, вносимое переменным полем.

Отличие  $\epsilon_p$  от  $\epsilon_{\text{эфф}}$  поясняет рис. 8.8, из которого видно, что при действии переменного поля состояние сегнетоэлектрика изменяется по малой (частной) петле гистерезиса. Реверсивную проницаемость можно определить через тангенс угла наклона прямой ( $\text{tg}\beta$ ), проведенной через вершины малой петли. Управляющее поле задает рабочую точку на основной кривой поляризации. Оно «жестко» ориентирует домены и выключает их из процесса переполяризации. В результате вклад доменной составляющей в отклик на действие переменного поля уменьшается по мере увеличения постоянного напряжения (рис. 8.9). Иными словами, реверсивная диэлектрическая проницаемость характеризует степень ориентируемости электрических моментов доменов переменным полем при наличии их преимущественной направленности, вызванной дей-

Рис. 8.8. Пояснение к определению реверсивной диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика

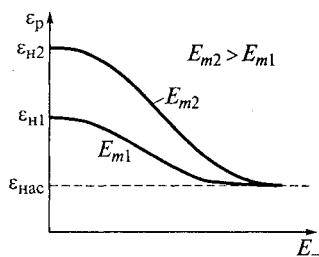


ствием постоянного поля. При высоких напряженностях смещающего поля  $E_-$  реверсивная диэлектрическая проницаемость асимптотически приближается к значению  $\epsilon_{\text{нас}}$ , которое определяется в основном механизмами упругой поляризации.

Нелинейные свойства сегнетоэлектриков проявляются лишь в определенном диапазоне температур. При нагревании выше некоторой температуры наблюдается фазовый переход из сегнетоэлектрического состояния в *параэлектрическое*. При этом изменяется симметрия кристаллической решетки, исчезает спонтанная поляризация и связанная с ней доменная структура, сегнетоэлектрик превращается в линейный диэлектрик. Температура  $T_K$  такого фазового перехода получила название *сегнетоэлектрической точки Кюри*. В точке Кюри диэлектрическая проницаемость материала достигает своего максимального значения. В зависимости от типа фазового перехода (с выделением теплоты или без изменения энергии) изменение состояния сегнетоэлектрика в окрестности точки Кюри может быть резким или плавным. Например, резкое скачкообразное изменение поляризованности при фазовом переходе характерно для монокристаллов титаната бария, в то время как у другого популярного сегнетоэлектрика — триглицинсульфата — эта зависимость имеет плавный характер (рис. 8.10).

На рис. 8.11 приведены типичные температурные зависимости начальной диэлектрической проницаемости для монокристаллического и керамического образцов титаната бария, у которого точке

Рис. 8.9. Зависимость реверсивной диэлектрической проницаемости от напряженности постоянного поляризующего поля при двух различных амплитудах  $E_m$  напряженности переменного возмущающего поля



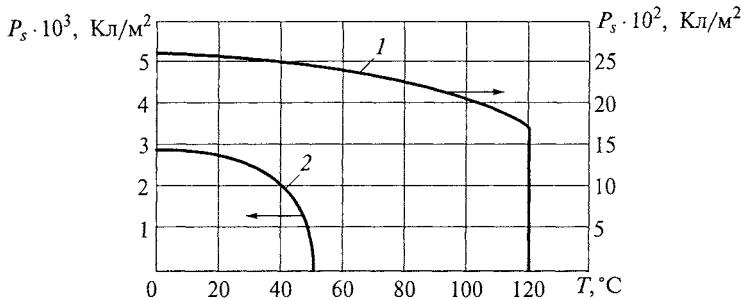


Рис. 8.10. Температурная зависимость спонтанной поляризованности кристаллов титаната бария (1) и триглицинсульфата (2)

Кюри соответствует температура  $120^{\circ}\text{C}$ . Резкое падение диэлектрической проницаемости при охлаждении до температуры ниже  $T_K$  объясняется появлением сильных внутренних полей, связанных со смещением ионов и приводящих к насыщению поляризованности. Поэтому приложение слабого внешнего поля дает незначительный прирост электрического момента по сравнению с параэлектрической областью. Наблюдаемые на графике низкотемпературные максимумы  $\epsilon_{\text{нач}}$  обусловлены фазовыми переходами в модификации с более низкой симметрией.

В параэлектрической области, т. е. при  $T > T_K$ , диэлектрическая проницаемость изменяется в соответствии с законом Кюри — Вейссса:

$$\epsilon = C_K / (T - T_K),$$

где  $C_K$  — постоянная Кюри — Вейсса. Для кристаллов титаната бария  $C_K = 1,5 \cdot 10^5 \text{ K}$ , а для триглицинсульфата ее значение составляет всего  $3,2 \cdot 10^3 \text{ K}$ .

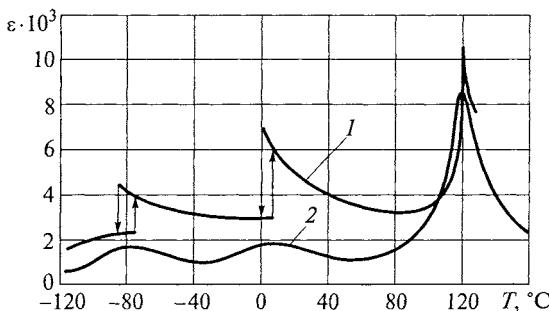


Рис. 8.11. Температурная зависимость начальной диэлектрической проницаемости монокристаллического (1) и керамического (2) титанатов бария

Переход сегнетоэлектрика в параэлектрическое состояние сопровождается резким уменьшением  $\operatorname{tg}\delta$ , поскольку при  $T > T_{\text{К}}$  исчезают потери на гистерезис (см. рис. 6.26).

В многодоменных кристаллах и поликристаллических образцах заметное уменьшение начальной диэлектрической проницаемости в сегнетоэлектрической области имеет место в диапазоне частот  $10^8 \dots 10^9$  Гц (рис. 8.12). Наблюдаемую релаксационную дисперсию связывают с инерционностью движения доменных границ. В сильных электрических полях область дисперсии смещается к частотам порядка  $10^5 \dots 10^6$  Гц, при этом главную роль в поляризации играют процессы зарождения и переориентации доменов.

**Классификация сегнетоэлектриков.** В настоящее время известно несколько сотен соединений, обладающих свойствами сегнетоэлектриков. Группу сегнетоэлектрических материалов существенно дополняют и расширяют твердые растворы на основе различных соединений. Таким образом, сегнетоэлектричество является широко распространенным явлением в диэлектриках. При этом сегнетоэлектрические кристаллы характеризуются многообразием структурных типов, что свидетельствует о различии молекулярных механизмов возникновения спонтанной поляризации. Параметры некоторых из наиболее изученных сегнетоэлектриков представлены в табл. 8.1.

По типу химической связи и физическим свойствам все сегнетоэлектрики принято подразделять на две группы: 1) ионные кристаллы; 2) дипольные кристаллы. У соединений первой группы характерным структурным элементом кристаллической решетки является кислородный октаэдр, благодаря чему эти материалы получили название сегнетоэлектриков кислородно-октаэдрического типа. К ионным соединениям относятся титанаты бария и свинца, ниобаты лития и калия, tantalаты лития и свинца, барий-натриевый ниобат (или сокращенно — БАНАН), молибдат

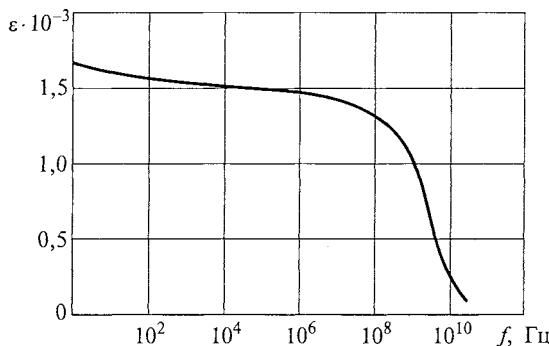


Рис. 8.12. Дисперсия начальной диэлектрической проницаемости керамического титаната бария

Таблица 8.1

## Основные свойства сегнетоэлектриков

Название соединения	Химическая формула	Температура Кюри, °C	Спонтанная поляризованность, мКл/м <sup>2</sup>
Титанат бария	BaTiO <sub>3</sub>	120	260
Титанат свинца	PbTiO <sub>3</sub>	490	600
Титанат висмута	Bi <sub>4</sub> Ti <sub>3</sub> O <sub>12</sub>	675	150
Ниобат лития	LiNbO <sub>3</sub>	1 200	140
Ниобат калия	KNbO <sub>3</sub>	435	260
Ниобат свинца	PbNb <sub>2</sub> O <sub>6</sub>	570	120
Барий-натриевый ниобат	Ba <sub>2</sub> NaNb <sub>5</sub> O <sub>15</sub>	560	—
Танталат лития	LiTaO <sub>3</sub>	655	230
Танталат свинца	PbTa <sub>2</sub> O <sub>6</sub>	250	100
Калий-титанил фосфат	KTiOPO <sub>4</sub>	900	1 000
Нитрат калия	KNO <sub>3</sub>	124; 110	63
Нитрит натрия	NaNO <sub>2</sub>	163	64
Сульфоидид сурьмы	SbSJ	22	250
Сегнетова соль	KNaC <sub>4</sub> H <sub>4</sub> O <sub>6</sub> · 4H <sub>2</sub> O	-18; +24	2,5
Триглицин-сульфат (ТГС)	(NH <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> COOH) <sub>3</sub> H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	49	28
Триглицин-сelenат (ТГСе)	(NH <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> COOH) <sub>3</sub> H <sub>2</sub> SeO <sub>4</sub>	22	32
Триглицин-фторобериллат	(NH <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> COOH) <sub>3</sub> H <sub>2</sub> BeF <sub>4</sub>	75	32
Дигидрофосфат калия (KDP)	KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	-150	47
Дилейтерофосфат калия	KD <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	-50	48
Сульфат аммония	(NH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	-49	4,5
Гуанидиналюминийсульфат	C(NH <sub>2</sub> ) <sub>3</sub> Al(SO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> · 6H <sub>2</sub> O	200	5,0

гадолиния  $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$  и манганит иттрия  $\text{YMnO}_3$ , сульфоиодид сурьмы  $\text{SbSJ}$  и др.

У кристаллических сегнетоэлектриков второго типа имеются готовые полярные группы атомов, способные занимать различные положения равновесия. К дипольным сегнетоэлектрикам относятся сама сегнетова соль, триглицинсульфат, дигидрофосфат калия, нитрит натрия, сульфат аммония и другие соединения (см. табл. 8.1).

Ионные и дипольные диэлектрики существенно отличаются по свойствам. Так, все соединения кислородно-октаэдрического типа нерастворимы в воде, обладают значительной механической прочностью, легко синтезируются в виде поликристаллов по керамической технологии, однако их, как правило, трудно получить в форме достаточно крупных монокристаллов. Наоборот, дипольные сегнетоэлектрики обладают высокой растворимостью в воде, имеют малую механическую прочность, поэтому у них низкая устойчивость к перепадам температуры. Растворимость сегнетовой соли в воде столь велика, что ее кристаллы можно распилить с помощью влажной нити. Благодаря высокой растворимости в воде можно легко вырастить крупные монокристаллы этих соединений из водных растворов.

Подавляющее большинство сегнетоэлектриков первой группы имеет значительно более высокую температуру Кюри и большее значение спонтанной поляризованности, нежели сегнетоэлектрики второй группы. Рекордно высокой температурой Кюри (примерно  $1200^\circ\text{C}$ ) обладает ниобат лития, а у значительной части дипольных сегнетоэлектриков точка Кюри лежит намного ниже комнатной температуры. Например, у кристаллов KDP фазовый переход в сегнетоактивное состояние происходит при температуре  $-150^\circ\text{C}$ .

Численное значение постоянных Кюри — Вейсса, описывающих температурное изменение диэлектрической проницаемости в параллелепипедической области, у дипольных кристаллов примерно на два порядка меньше, чем у сегнетоэлектриков кислородно-октаэдрического типа. Существенные отличия в свойствах обусловливают различные области применения этих материалов.

**Микроскопический механизм спонтанной поляризации.** Для понимания причин и природы спонтанной поляризации необходимо знание атомной структуры и ее изменений при фазовых переходах. Рассмотрим в качестве примера возникновение спонтанной поляризации в титанате бария  $\text{BaTiO}_3$ , который по своей научной значимости и техническому применению занимает ведущее место среди сегнетоэлектриков. Именно изучение нелинейных свойств титаната бария, начатое в СССР Б. М. Вулом еще в 1944 г., послужило мощным импульсом к развитию теоретических, экспериментальных и поисковых работ в области сегнетоэлектричества.

При температуре выше  $T_K = 120$  °С титанат бария обладает кристаллической структурой типа перовскит, показанной на рис. 8.13, *а*. В состав элементарной ячейки, имеющей форму куба, входит одна формульная единица типа  $\text{ABO}_3$ . Основу структуры составляют кислородные октаэдры, в центре которых расположены ионы титана. В свою очередь ионы кислорода центрируют грани кубов, составленных из ионов бария.

Размеры элементарной ячейки больше удвоенной суммы ионных радиусов титана и кислорода. Поэтому ион титана имеет некоторую свободу перемещения в пределах кислородного октаэдра.

При высокой температуре вследствие интенсивного теплового движения ион титана непрерывно перебрасывается от одного кислородного иона к другому, так что усредненное во времени его положение совпадает с центром элементарной ячейки. Благодаря центральной симметрии такая ячейка не обладает электрическим моментом (рис. 8.13, *б*).

При температуре ниже  $T_K = 120$  °С, как показывает опыт, энергия теплового движения недостаточна для переброса иона титана из одного равновесного положения в другое, и он локализуется

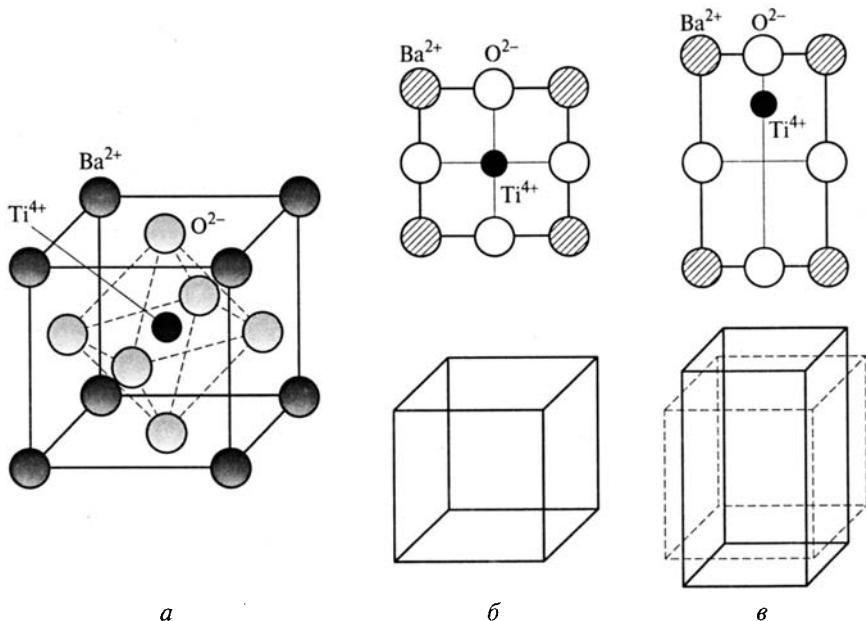


Рис. 8.13. Пояснение к механизму спонтанной поляризации титаната бария:

*а* — кристаллическая структура; *б* — симметрия элементарной ячейки при  $T > T_K$ ; *в* — симметрия элементарной ячейки при  $T < T_K$

вблизи одного из окружающих его кислородных ионов. В результате нарушается кубическая симметрия в расположении заряженных частиц и элементарная ячейка приобретает электрический момент (рис. 8.13, в). Одновременно с этим искажается форма ячейки: она вытягивается по направлению оси, проходящей через центры ионов кислорода и титана, сблизившихся между собой, принимая тетрагональную симметрию.

Взаимодействие между заряженными частицами соседних ячеек приводит к тому, что смещение ионов титана происходит в них согласованно, в одном направлении, а это, в свою очередь, приводит к образованию доменов.

Рассмотренная схема образования спонтанной поляризации  $\text{BaTiO}_3$  носит качественный характер. Тщательные исследования, выполненные с помощью дифракции нейтронов, показывают, что в действительности фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу обусловлен смещением из симметричных положений не только ионов титана: существенный вклад в электрический момент каждой ячейки вносит и смещение кислородных ионов.

При зарождении новой (сегнетоэлектрической) фазы смещение ионов может происходить в направлении любого из ребер кубической элементарной ячейки. Поэтому в тетрагональной модификации  $\text{BaTiO}_3$  возможны шесть направлений спонтанной поляризованности. Подобного рода фазовые переходы, наблюдаемые в ионных сегнетоэлектриках, получили название *переходов типа смещения*. Однако появление спонтанной поляризации может происходить не только при смещении ионов, но и в результате упорядочения в расположении дипольных групп, занимающих в симметричной (параэлектрической) фазе с равной вероятностью несколько различных положений равновесия. Такой механизм образования сегнетоэлектрического состояния более характерен для дипольных кристаллов. В качестве типичных примеров можно указать кристаллы сегнетовой соли, нитрита натрия, триглицинсульфата, дигидрофосфата калия и др. Фазовые переходы, связанные со спонтанным упорядочением дипольных моментов, называются *переходами типа «порядок — беспорядок»*.

В некоторых кристаллах при определенных температурах электрические моменты соседних элементарных ячеек в результате соответствующего смещения ионов или упорядочения дипольных групп атомов оказываются ориентированными во взаимно противоположных направлениях. Такие вещества с антипараллельными электрическими моментами называются *антисегнетоэлектриками*. По своей химической природе они близки к сегнетоэлектрикам, однако спонтанная поляризация у них отсутствует вследствие полной компенсации элементарных электрических моментов. Тем не менее они имеют доменное строение и проявляют фазовый переход в параэлектрическое состояние при температуре Кюри.

Разбиение на домены в данном случае во многом определяется кинетикой фазового перехода. Поскольку зарождение антисегнетоэлектрической фазы в каждой части кристалла происходит независимо, то электрические моменты ячеек в разных областях многоосного кристалла не могут быть ориентированными вдоль какого-то одного направления. К тому же образование доменных границ способствует снижению энергии упругих деформаций, неизбежно возникающих при встрече разноориентированных областей. Рис. 8.14 позволяет составить представление об электрической структуре полидоменного антисегнетоэлектрика. Как видно из рис. 8.14, направления ориентации элементарных диполей в соседних доменах образуют между собой некоторый угол, определяемый симметрией кристаллической решетки.

При температуре Кюри перестройка структуры сопровождается резким изменением свойств. В частности, диэлектрическая проницаемость достигает своего максимального значения и в некоторых материалах становится соизмеримой с  $\epsilon$  сегнетоэлектриков. На рис. 8.15 показано температурное изменение диэлектрической проницаемости цирконата свинца  $PbZrO_3$  — одного из наиболее изученных антисегнетоэлектриков, сходного по строению с титанатом бария. Как и в сегнетоэлектриках, в параэлектрической области, т. е. при  $T > T_K$ , изменение диэлектрической проницаемости подчиняется закону Кюри — Вейсса. При этом постоянная  $C_K$  у цирконата свинца имеет тот же порядок величины, что и у титаната бария ( $1,6 \cdot 10^5$  К).

Расчеты показывают, что энергия антиполярного состояния близка к энергии полярной фазы. Поэтому под действием достаточно сильного электрического поля антиполярный электрик может перейти в сегнетоэлектрическое состояние. При таком индуцированном фазовом переходе наблюдается двойная петля гистерезиса, показанная на рис. 8.16. В слабых полях зависимость поляризованности от напряженности поля практически линейна. Когда напряженность поля достигает критической отметки  $E_{kp1}$ , происходит формирование сегнетоэлектрической фазы. При ослаблении поля материал обратно переходит из полярного состояния в антиполярное, но этот фазовый переход совершается уже при мень-

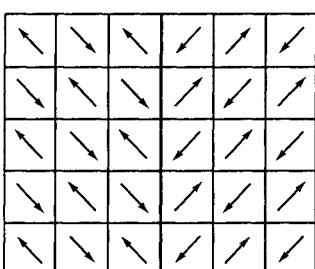


Рис. 8.14. Схема ориентации элементарных дипольных моментов в доменах антисегнетоэлектриков

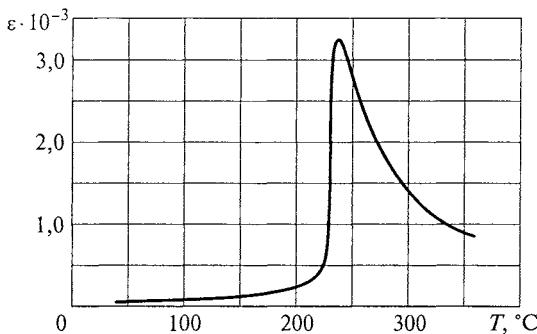


Рис. 8.15. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости антисегнетоэлектрической керамики на основе цирконата свинца

шей напряженности поля  $E_{kp2}$ , т. е. наблюдается диэлектрический гистерезис.

Помимо цирконата свинца к группе антисегнетоэлектриков относятся ниобат натрия  $NaNbO_3$  ( $T_K = 360$  °C), ниобат серебра  $AgNbO_3$  ( $T_K = 340$  °C), магновольфрамат свинца  $Pb_2MgWO_6$  ( $T_K = -36$  °C), трехоксид вольфрама  $WO_3$  ( $T_K = 140$  °C), перидат серебра  $Ag_2H_3JO_6$  ( $T_K = -43$  °C), перидат аммония  $(NH_4)_2H_3JO_6$  ( $T_K = -19$  °C), дигидрофосфат аммония  $NH_4H_2PO_4$  ( $T_K = -125$  °C), дигидроарсенат аммония  $NH_4H_2AsO_4$  ( $T_K = -176$  °C), гафнат свинца  $PbHfO_3$  ( $T_K = 215$  °C), ванадат свинца  $Pb_3V_2O_8$  ( $T_K = 100$  °C) и др.

**Применение сегнетоэлектриков.** Среди наиболее массовых применений материалов с сегнетоэлектрическими свойствами можно выделить следующие: малогабаритные конденсаторы с большой удельной емкостью, нелинейные элементы электрических цепей, пьезоэлектрические преобразователи колебаний, пироэлектрические приемники излучения и тепловые датчики, элементы памяти ЭВМ, оптические устройства для модуляции и преобразования излучения, термочувствительные элементы (позисторы).

Конденсаторная сегнетокерамика предназначена для массового изготовления дешевых конденсаторов, к которым не предъявляется жестких требований в отношении диэлектрических потерь и температурной стабильности емкости. По электрическим свойствам конденсаторные сегнетокерамические материалы можно подразделить на следующие группы: материалы с максимальной относи-

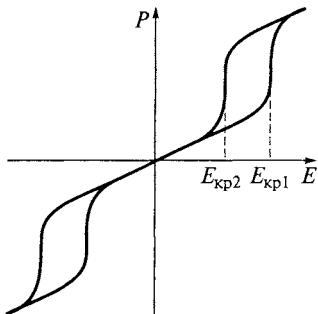


Рис. 8.16. Двойная петля диэлектрического гистерезиса цирконата свинца

тельной диэлектрической проницаемостью и материалы с улучшенной температурной стабильностью. Они различаются фазовым составом и принципами формирования исходной композиции.

Поляризационный отклик диэлектрика на действие внешнего электрического поля максимален, если кристаллическая структура материала обладает невысокой термодинамической устойчивостью, что имеет место в окрестности фазовых переходов. Поэтому необходимым условием достижения высокой относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  сегнетоэлектрика является смещение точки Кюри в сторону комнатной температуры, которая соответствует обычным условиям эксплуатации конденсатора. Для решения этой задачи производят синтез твердых растворов с сегнетоэлектрическими свойствами, причем выбирают такую концентрацию компонентов, при которой температура Кюри близка к комнатной.

Наибольшее распространение получили твердые растворы изовалентного замещения на основе титаната бария. Вторым компонентом системы, как правило, является изоморфное соединение, не обладающее сегнетоэлектрическими свойствами. Поэтому температура Кюри понижается с уменьшением содержания  $\text{BaTiO}_3$  в твердом растворе. На рис. 8.17 приведены температурные зависимости начальной диэлектрической проницаемости твердых растворов различного состава квазибинарной системы  $\text{BaTiO}_3 - \text{BaZrO}_3$ . Особенность рассматриваемой системы заключается в том, что с

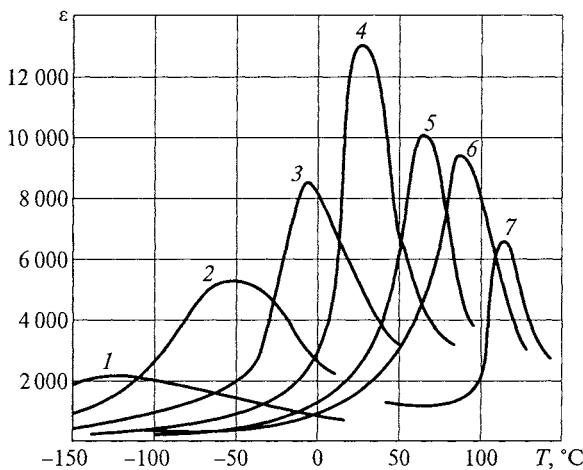


Рис. 8.17. Температурные зависимости начальной диэлектрической проницаемости твердых растворов в системе  $\text{BaTiO}_3 - \text{BaZrO}_3$  при частоте 1 кГц:

1 — 60 мол. %  $\text{BaTiO}_3$ ; 2 — 70 мол. %; 3 — 75 мол. %; 4 — 80 мол. %; 5 — 85 мол. %; 6 — 90 мол. %; 7 — 100 мол. %

увеличением содержания цирконата бария происходит не только понижение температуры сегнетоэлектрического фазового перехода ( $T_K$ ), но одновременно повышаются температуры перехода в низкосимметричные модификации (см. рис. 8.11, б). При содержании  $\text{BaZrO}_3$  в твердом растворе более 15 мол. % все три фазовых перехода происходят в одной температурной области, т. е. в некотором диапазоне температур существуют тетрагональная, ромбическая и ромбоэдрическая сегнетоэлектрические фазы, что приводит к некоторому размытию максимума в температурной зависимости  $\epsilon(T)$ .

Сходные закономерности наблюдаются и в ряде других систем твердых растворов. К их числу относятся композиции  $\text{BaTiO}_3 - \text{SrTiO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3 - \text{BaSnO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3 - \text{CaTiO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3 - \text{CaZrO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3 - \text{CaSnO}_3$  и др. Содержание второго компонента в указанных твердых растворах обычно не превышает 20 мол. %. Для снижения температуры спекания в состав исходной шихты вводят различные минерализующие добавки. С помощью добавок управляют также степенью «размытия» фазового перехода, т. е. крутизной зависимости  $\epsilon(T)$ . Например, для достижения этой цели используют добавки  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  и оксидов редкоземельных элементов ( $\text{Nd}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ).

Нелинейная сегнетокерамика предназначена для создания конденсаторов, емкость которых существенно зависит от приложенного напряжения. Такие конденсаторы с нелинейными свойствами получили название *варикондов*. В зависимости от области применения варикондов в них используется диэлектрическая нелинейность двух видов: эффективная и реверсивная. Количественно эффективную нелинейность характеризуют отношением максимальной для данного материала эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\max}$  к ее начальному значению  $\epsilon_{\text{нач}}$ :

$$K_{\text{эф}} = \epsilon_{\max} / \epsilon_{\text{нач}}.$$

Параметр  $K_{\text{эф}}$  называется *коэффициентом эффективной нелинейности*, его численное значение при комнатной температуре на частоте 50 Гц у различных марок варикондов изменяется в пределах 4...50. Характерные зависимости диэлектрической проницаемости от напряженности поля для промышленных марок варикондов показаны на рис. 8.18. Чем выше номер марки, тем больше значение  $K_{\text{эф}}$ . Основной кристаллической фазой в этих нелинейных материалах являются твердые растворы системы  $\text{Ba}(\text{Ti}, \text{Sn})\text{O}_3$  или  $\text{Pb}(\text{Ti}, \text{Zr}, \text{Sn})\text{O}_3$ . Как видно из рис. 8.18, у керамики марки ВК-5 максимальная диэлектрическая проницаемость на низких частотах может достигать значений  $10^5$ .

Для практических применений нелинейных элементов важно также, чтобы напряженность поля  $E_{\max}$ , при которой эффективная  $\epsilon$  достигает своего максимума, была небольшой. А это воз-

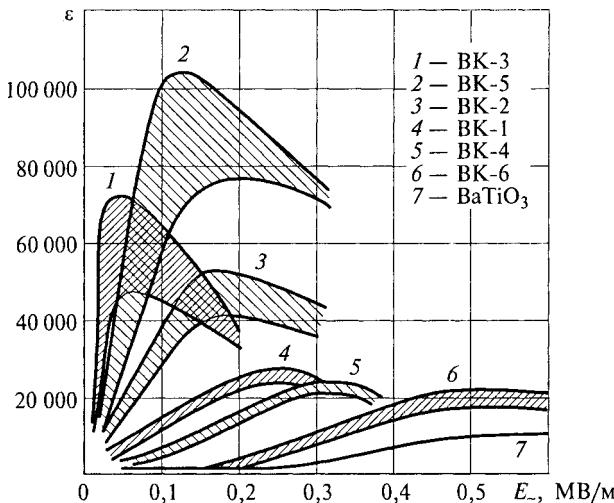


Рис. 8.18. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от напряженности переменного электрического поля для промышленных марок варикондов на частоте 1 кГц

можно в том случае, когда переориентация доменов под действием поля происходит легко, т. е. коэрцитивные поля оказываются слабыми. Существенную роль в формировании зависимости  $\epsilon(E)$  играет и микроструктура керамики. Материал с крупными зернами (40 мкм и более) непременно будет обладать развитой доменной структурой, что увеличивает ориентационный вклад в поляризацию и приводит к более резкой зависимости  $\epsilon(T)$ .

Эффективная нелинейность варикондов используется в устройствах умножения частоты (выделяются высшие гармоники тока), генераторах импульсов, стабилизаторах напряжения, в устройствах повышения контраста изображения на фотолюминесцентных экранах, а также в ограничителях напряжения, где емкость резко возрастает с напряжением и ее сопротивление переменному току снижается. На этом же принципе работают емкостные шунты индуктивностей, широко применяемые в аппаратуре с повышенной взрывобезопасностью.

Кроме эффективной нелинейности в варикондах существует и практически используется в радиотехнических устройствах реверсивная нелинейность. Коэффициент реверсивной нелинейности определяется соотношением

$$K_p = \epsilon_{\text{нач}} / \epsilon_{\text{нас}},$$

где  $\epsilon_{\text{нач}}$  — начальная диэлектрическая проницаемость;  $\epsilon_{\text{нас}}$  — реверсивная диэлектрическая проницаемость, измеряемая при вы-

соких напряженностях  $E_-$  постоянного управляющего поля (см. рис. 8.9).

Поскольку реверсивная проницаемость уменьшается с увеличением напряженности поляризующего поля  $E_-$ , коэффициент реверсивной нелинейности  $K_p > 1$  может достигать значений, близких к 10.

Реверсивная нелинейность используется для электрической перестройки емкости сегнетоэлектрического конденсатора. Увеличение напряженности управляющего поля приводит к уменьшению протяженности доменных границ, что, в свою очередь, ослабляет роль доменной поляризации и вызывает снижение реверсивной диэлектрической проницаемости. Эффективность перестройки емкости существенно возрастает, если конденсатор включен в колебательный контур.

Зависимость  $\epsilon_p(E_-)$  находит практическую реализацию при создании таких устройств, как диэлектрические усилители мощности, модуляторы напряжения, электрически управляемые фильтры и различные устройства автоматики. Однако надо учитывать, что применение варикондов в сегнетоэлектрической фазе возможно лишь при относительно низких частотах, когда еще не сказывается инерционность доменной поляризации, и только в тех системах, в которых потери на гистерезис не играют определяющей роли. Вместе с тем реверсивная нелинейность может быть использована и в устройствах СВЧ-диапазона, если активный диэлектрик находится в паразелектрическом состоянии.

В паразелектрическое состояние переходят сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики при температурах выше точки Кюри. К этой же группе материалов следует причислить собственные паразелектрики — титанат стронция  $\text{SrTiO}_3$  и танталат калия  $\text{KTaO}_3$ , которые не переходят в сегнетоактивную фазу даже при очень низких температурах. В отличие от обычных диэлектриков паразелектрики вблизи температуры фазового перехода обладают весьма высокой диэлектрической проницаемостью ( $10^3 \dots 10^4$ ), которая уменьшается с ростом напряженности поля и температуры (закон Кюри — Вейсса). Им также присуща реверсивная нелинейность. Однако у них отсутствуют домены и связанные с ними доменная поляризация. Поэтому зависимость поляризованности от напряженности поля носит безгистерезисный характер, диэлектрические потери малы во всем радиочастотном диапазоне, а диэлектрическая дисперсия отсутствует вплоть до частот  $10^{12}$  Гц. Благодаря этому реверсивная нелинейность не зависит от частоты, что выгодно отличает паразелектрики от сегнетоэлектриков, нелинейность которых сильно падает на высоких частотах.

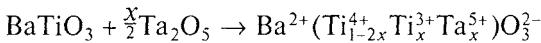
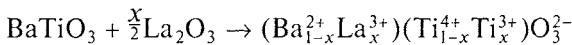
Коэффициент нелинейности паразелектриков принимает наибольшие значения вблизи температуры Кюри. С учетом этого обстоятельства танталат калия применяют в основном при темпера-

турах жидкого гелия, титанат стронция — при температурах жидкого азота, а для применения в нормальных условиях наиболее подходящими материалами являются твердые растворы на основе систем  $\text{BaTiO}_3$ — $\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{PbTiO}_3$ — $\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{KTaO}_3$ — $\text{KNbO}_3$ . Нелинейные элементы из этих материалов применяются для создания параметрических усилителей, электрически перестраиваемых резонаторов и линий передачи, фазовращателей, коммутаторов, модуляторов и других устройств техники СВЧ-диапазона.

Если низкочастотные варионды конструктивно выполняются в виде плоского диска, то нелинейные СВЧ-элементы представляют собой тонкие пленки, наносимые на диэлектрическую подложку с высокой теплопроводностью ( $\text{BeO}$  или  $\text{MgO}$ ). Обеспечение с помощью подложки хорошего теплоотвода предотвращает перегрев активного пленочного элемента, в котором плотность энергии может достигать высоких значений.

Сегнетополупроводники. Если титанат бария легировать иновалентными примесями, создающими донорные центры, то можно получить материал с полупроводниковыми свойствами. На практике для достижения этого эффекта двухвалентный барий в кристаллической решетке  $\text{BaTiO}_3$  замещают трехвалентными ионами  $\text{Bi}^{3+}$ ,  $\text{Y}^{3+}$  или редкоземельного элемента (например,  $\text{La}^{3+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{Sm}^{3+}$  и др.), либо четырехвалентный титан  $\text{Ti}^{4+}$  замещают ионами какого-либо металла с большей валентностью (например,  $\text{Ta}^{5+}$ ,  $\text{Nb}^{5+}$ ,  $\text{Sb}^{5+}$ ,  $\text{W}^{6+}$ ,  $\text{Mo}^{6+}$  и др.).

Процесс вхождения иновалентных примесей в решетку титаната бария можно представить в виде следующих квазихимических реакций:



Как видно из этих уравнений, и в первом, и во втором случаях легирование иновалентными примесями приводит к появлению разновалентных ионов титана, между которыми может происходить обмен электронами, т. е. реализуется прыжковый механизм электропроводности. При этом трехвалентные ионы титана, являющиеся источником слабосвязанных электронов, выступают в качестве доноров.

На рис. 8.19 приведены зависимости удельного сопротивления титаната бария от содержания легирующей добавки. Как видно из рис. 8.19, зависимости имеют немонотонный характер и при содержании легирующего оксида в исходной шихте 0,1...0,3 мол. % проявляют отчетливый минимум. Удельное сопротивление, отвечающее этим минимумам, на 8...10 порядков меньше удельного сопротивления чистого титаната бария. Для такой полупроводя-

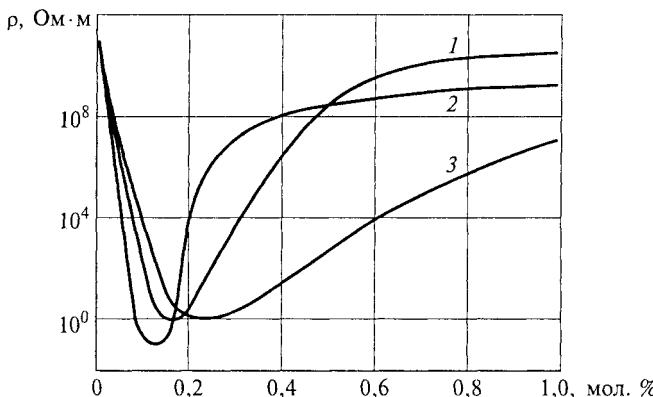


Рис. 8.19. Зависимость удельного сопротивления титаната бария от содержания легирующей добавки:

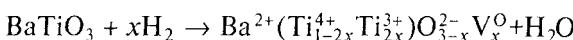
1 —  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ ; 2 —  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ ; 3 —  $\text{Ta}_2\text{O}_5$

щей фазы характерна концентрация электронов порядка  $10^{25} \text{ м}^{-3}$ , а их подвижность на уровне  $10^{-6} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

При большой концентрации примесной добавки материал снова приобретает диэлектрические свойства, его объемное удельное сопротивление асимптотически приближается к  $\rho$  нелегированного  $\text{BaTiO}_3$ . Восходящий участок зависимости  $\rho(x)$  связывают с изменением типа образующегося твердого раствора. Например, при входлении лантана в твердую фазу вместо ионов трехвалентного титана могут возникать вакансии в подрешетке бария, благодаря которым и будет обеспечиваться электрическая нейтральность кристалла при иновалентном легировании.

Эффект сильного снижения объемного удельного сопротивления  $\rho$  титаната бария может быть получен при отжиге материала в восстановительной среде, например в среде водорода при температуре 1 200...1 300 °C.

В результате восстановления в твердой фазе образуются кислородные вакансии и для компенсации возникающего дефицита отрицательного заряда в металлической подрешетке понижается валентность эквивалентного числа ионов титана в соответствии с уравнением



где  $\text{V}^{\text{O}}$  — вакансии в кислородной подрешетке, концентрация которых зависит от температуры и времени восстановления.

При большой потере кислорода удельное сопротивление  $\text{BaTiO}_3$  может падать до значений порядка 0,01 Ом · м.

Особый интерес представляет температурная зависимость удельного сопротивления полупроводящего титаната бария, которая

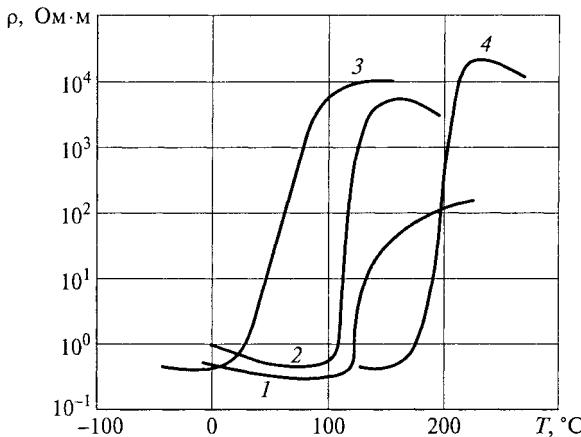


Рис. 8.20. Температурная зависимость удельного сопротивления полупроводниковой сегнетокерамики на основе титаната бария:

1 — восстановленный  $\text{BaTiO}_3$ ; 2 —  $\text{BaTiO}_3$  с добавкой 0,1 мол. %  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ ; 3 —  $\text{Ba}(\text{Ti}_{0,8}\text{Sr}_{0,2})\text{O}_3$  с добавкой  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ ; 4 —  $(\text{Ba}_{0,8}\text{Pb}_{0,2})\text{TiO}_3$  с добавкой  $\text{Ce}_2\text{O}_3$

представлена на рис. 8.20. Свойственное полупроводникам снижение  $\rho$  с повышением температуры сменяется вблизи точки Кюри резким скачком удельного сопротивления, составляющим несколько порядков величины (от трех до шести). Это явление получило название *позисторного эффекта*. Он сильнее выражен в легированном титанате бария, нежели в чистом восстановленном материале. Температурная область, в которой наблюдается резкое возрастание удельного сопротивления, совпадает с областью перестройки кристаллической решетки при сегнетоэлектрическом фазовом переходе.

Полупроводниковые приборы, в которых используется рассмотренный эффект, получили название *позисторов*. Фактически они представляют собой терморезисторы с большим положительным температурным коэффициентом удельного сопротивления.

Положением области резистивной аномалии на температурной шкале можно в широких пределах управлять путем синтеза легированных твердых растворов с различными точками Кюри. В частности, в твердых растворах  $\text{BaTiO}_3 - \text{SrTiO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3 - \text{BaSnO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3 - \text{BaZrO}_3$  температура Кюри понижается с увеличением содержания второго компонента, а в системе  $\text{BaTiO}_3 - \text{PbTiO}_3$  она, наоборот, возрастает. Это позволяет получать керамические материалы, у которых позисторный эффект проявляется в интервале температур от  $-180$  до  $+490$  °C.

Применения сегнетоэлектриков в пьезо- и пироэлектрических преобразователях, а также их использование в качестве оптически активных сред рассмотрены далее.

### 8.3. ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКИ

К пьезоэлектрикам относятся диэлектрики, которые обладают сильно выраженным *пьезоэлектрическим эффектом*. Различают прямой и обратный пьезоэффекты.

Прямыми пьезоэлектрическим эффектом называется явление поляризации диэлектрика под действием механических напряжений. Это явление было открыто братьями П. и Ж. Кюри в 1880 г. при исследовании свойств сегнетовой соли. Пьезоэлектрический эффект является линейным эффектом, т. е. возникающий на каждой из поверхностей диэлектрика электрический заряд изменяется по линейному закону в зависимости от механических воздействий (рис. 8.21, *a*):

$$Q = dF; Q/S = d(F/S) = q_S = P = d\sigma, \quad (8.1)$$

где  $Q$  — заряд на поверхности диэлектрика;  $F$  — сила;  $S$  — площадь заряженной поверхности;  $q_S$  — поверхностная плотность заряда;  $P$  — поляризованность;  $d$  — пьезомодуль, характеризующий поверхностную плотность заряда при единичном давлении на диэлектрик;  $\sigma$  — механическое напряжение в сечении диэлектрика.

Численные значения пьезомодулей, применяемых в пьезотехнике диэлектриков, перекрывают интервал  $10^{-12} \dots 10^{-9}$  Кл/Н.

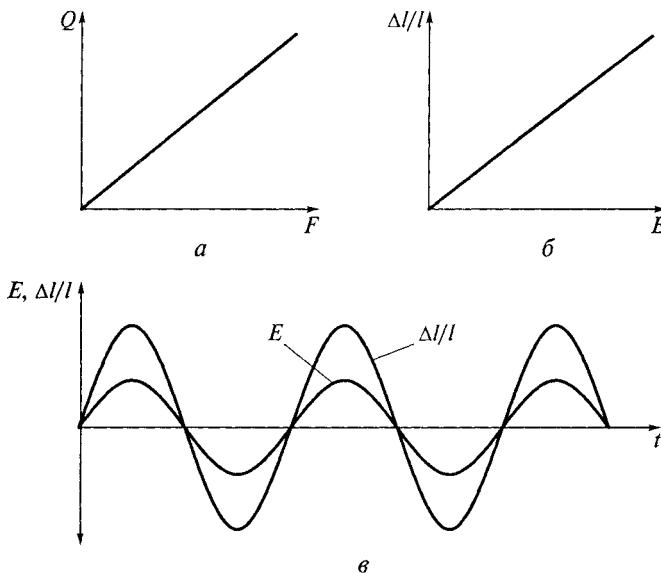


Рис. 8.21. Физические закономерности при прямом (*a*) и обратном (*б*, *в*) пьезоэлектрическом эффектах

Пьезоэлектрический эффект обратим. При *обратном пьезоэлектрическом эффекте* происходит изменение размеров диэлектрика  $\Delta l$  под действием электрического поля, причем относительная деформация  $\delta$  изменяется в зависимости от напряженности поля  $E$  также по линейному закону (рис. 8.21, б):

$$\Delta l / l = \delta = dE. \quad (8.2)$$

В термодинамике доказывается, что пьезомодули  $d$  для прямого и обратного пьезоэффектов для одного и того же материала равны между собой.

Деформация пьезоэлектрика зависит от направления электрического поля, т. е. изменяет знак при изменении направления последнего. При приложении к пьезоэлектрику синусоидального электрического поля в нем возникают синусоидальные деформации той же частоты (рис. 8.21, в). Различают также продольный и поперечный пьезоэлектрические эффекты. Под *продольным* понимают такой эффект, при котором возникающая поляризация направлена вдоль действующих механических напряжений. При *поперечном* пьезоэффекте учитывают поляризованность диэлектрика, обусловленную поперечными механическими воздействиями.

Непременно следует иметь в виду, что уравнения (8.1) и (8.2) носят лишь качественный характер. Реальное описание пьезоэлектрического эффекта оказывается намного сложнее. Это обусловлено тем, что механическое напряжение, как и относительная упругая деформация, являются тензорными величинами (тензоры второго ранга), каждая из которых в общем случае включает в себя шесть независимых компонентов. Принципиальное отличие тензора напряжений от векторных характеристик состоит в том, что на противоположных гранях любого элементарного объема компоненты тензора имеют противоположное направление, тогда как составляющие (проекции) любого вектора во всех точках элементарного объема направлены одинаково. Пьезомодуль  $d$ , устанавливающий связь между вектором поляризации и тензором напряжения, по сравнению с последним также должен быть тензорной величиной, причем более высокого (третьего) ранга.

В тензорной записи уравнения прямого и обратного пьезоэффектов имеют следующий вид:

$$P_i = d_{ikl}\sigma_{kl}; \delta_{kl} = d_{ikl}E,$$

где индексы  $i, k, l = 1, 2, 3$  определяют проекции вектора поляризации и компоненты тензорных величин. Ввиду того что тензоры напряжений и деформаций симметричны, на пьезомодули накладывается условие

$$d_{ikl} = d_{ilk}.$$

Поэтому из 27 компонентов тензора пьезомодулей в самом общем случае только 18 независимы друг от друга. Для сокращения записи тензорных соотношений на практике обычно используют матричную форму. При переходе к матричной форме производят следующую замену индексов:  $11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 23 \rightarrow 4, 13 \rightarrow 5, 14 \rightarrow 6$ . С учетом этого уравнения прямого пьезоэффекта можно представить в виде следующей матрицы:

$P_i = d_{ik}\sigma_k$	$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\sigma_3$	$\sigma_4$	$\sigma_5$	$\sigma_6$
$P_1$	$d_{11}$	$d_{12}$	$d_{13}$	$d_{14}$	$d_{15}$	$d_{16}$
$P_2$	$d_{21}$	$d_{22}$	$d_{23}$	$d_{24}$	$d_{25}$	$d_{26}$
$P_3$	$d_{31}$	$d_{32}$	$d_{33}$	$d_{34}$	$d_{35}$	$d_{36}$

При возвращении к тензорной записи недиагональные компоненты тензора напряжений ( $\sigma_4, \sigma_5, \sigma_6$ ) в уравнениях для поляризованности надо учитывать с множителем два.

Поступая аналогичным образом, легко составить матрицу, определяющую шесть компонентов тензора деформаций при обратном пьезоэффекте. Обратный пьезоэффект проявляют только те кристаллы и текстуры, которые обладают прямым пьезоэффектом.

Симметрия структуры материала накладывает существенные ограничения на форму матрицы пьезомодулей. Чем выше симметрия кристаллов, тем большее число пьезокоэффициентов обращается в нуль. Так, в изотропных средах пьезоэффект отсутствует, т.е. все модули  $d_{ik}$  равны нулю. А в кристаллах  $\beta$ -кварца, относящихся к ромбоэдрической системе, лишь пять коэффициентов  $d_{ik}$  отличны от нуля и только два из них ( $d_{11}$  и  $d_{14}$ ) независимы друг от друга.

В общем случае пьезомодули  $d_{11}, d_{22}$  и  $d_{33}$  характеризуют связь между напряжениями растяжения или сжатия и поляризованностью в том же направлении. Наоборот, коэффициенты  $d_{12}, d_{13}, d_{23}, d_{32}, d_{31}, d_{21}$  позволяют установить взаимосвязи при поперечном пьезоэффекте, когда возникающая поляризованность перпендикулярна вызывающим ее механическим напряжениям растяжения или сжатия.

Наряду с пьезомодулем для характеристики пьезоэлектрических преобразователей часто используют коэффициент электромеханической связи  $K_c$ . По определению квадрат этого коэффициента показывает, какая часть механической энергии  $\mathcal{E}_m$  превращается пьезоэлементом в электрическую энергию  $\mathcal{E}_e$  в случае прямого пьезоэффекта:

$$K_c^2 = \mathcal{E}_e / \mathcal{E}_m.$$

При обратном пьезоэффекте коэффициент  $K_c$  характеризует долю электрической энергии, превращаемой в энергию механических колебаний. Остальная энергия запасается пьезоэлементом

в виде упругой энергии в первом случае или в виде электрической энергии заряженного конденсатора во втором.

Важным параметром пьезоэлемента, характеризующим его работу вблизи частоты собственного акустического резонанса, является коэффициент механической добротности  $Q_m$ . Величина, обратная  $Q_m$ , показывает, какая часть электромеханической энергии теряется в пьезоэлектрике, превращаясь в теплоту. Рассеиваемая энергия складывается из диэлектрических потерь, которые пропорциональны  $\operatorname{tg}\delta$ , и потерь упругой (механической) энергии на вязкое трение.

Пьезоэффект наблюдается лишь в веществах с *гетерополярной химической связью*, т. е. пьезоэлектрическими свойствами могут обладать либо ионные, либо сильнополярные диэлектрики. Вторым необходимым условием существования пьезоэффекта является *отсутствие центра симметрии в структуре диэлектрика*. В противном случае деформация вызывает симметричное смещение положительных и отрицательных зарядов, и электрический момент не возникает. Пьезоэлектриками могут быть только вещества с *высоким удельным сопротивлением*. В проводящих средах пьезоэлектрическая поляризация быстро компенсируется свободными носителями заряда. Поскольку в любом диэлектрике происходит постепенная релаксация заряженного состояния, все применения пьезоэффекта связаны с переменными (быстропротекающими) процессами.

Известно более тысячи веществ, обладающих пьезоэлектрическими свойствами, в том числе — все сегнетоэлектрики. Однако практическое применение в пьезотехнике находит ограниченный круг материалов. Среди них самое видное место занимает *моно-кристаллический кварц*. Это одна из модификаций диоксида кремния. Выдающимися пьезоэлектрическими свойствами обладает только его низкотемпературная модификация, т. е.  $\beta$ -кварц, который устойчив до температуры 573 °С. Выше этой температуры происходит фазовый переход из ромбоздрической в гексагональную модификацию, пьезоэлектрические свойства которой практического интереса не вызывают.

Крупные природные прозрачные кристаллы кварца получили название горного хрусталия. Обычно природные кристаллы имеют форму шестигранной призмы (рис. 8.22), что отражает симметрию внутреннего строения. В кристаллической решетке кварца атомы кремния располагаются по винтовой линии, параллельной оси симметрии третьего порядка (ось  $Z$ ). Винтовое строение приводит к существованию левых и правых форм, которые отличаются и по внешней огранке кристаллов (рис. 8.22, *а*, *б*). В кристаллах кварца принято различать три главные оси, образующие прямоугольную систему координат (рис. 8.22, *в*). Условились ось  $X$  выбирать по направлению ребра шестигранного сечения кристалла, а ось  $Y$  — перпендикулярно граням.

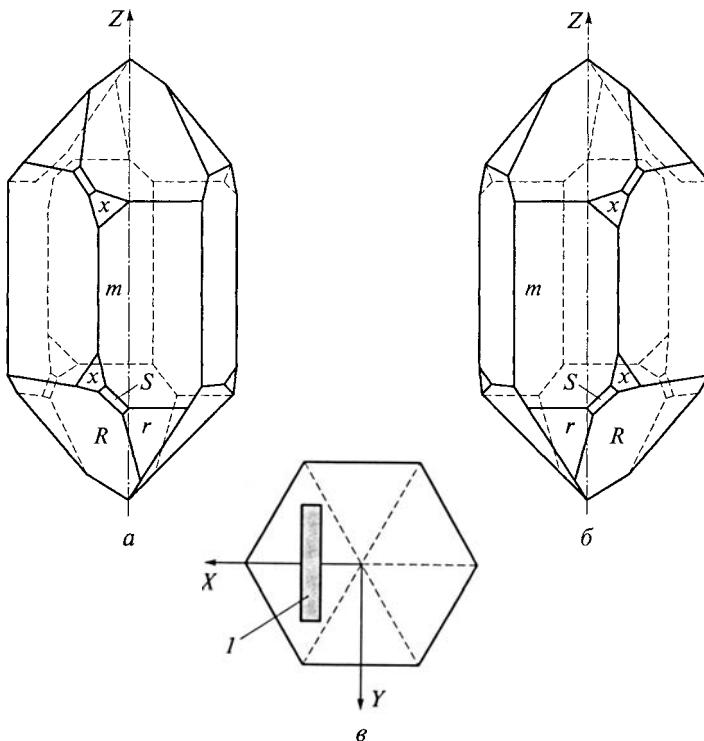


Рис. 8.22. Идеальная форма кристаллов левого (а) и правого (б) кварца и его главные оси (в):

*I* — пластина *X*-среза; *m* — грани гексагональной призмы {1010}; *r* и *R* — грани ромбоэдров {0111} и {1011} соответственно; *S* — грани тригональной бипирамиды {1121}; *x* — грани тригонального трапециоэдра {5161}

Пластинки, вырезанные перпендикулярно оси *Z*, не обладают пьезоэффектом. В матрице пьезомодулей для кварца все коэффициенты в нижней строке равны нулю. Наибольший заряд создается в том случае, когда пластина вырезана перпендикулярно оси *X*. Пластинки *X*-среза обычно используются для возбуждения продольного пьезоэфекта. При этом уравнение прямого пьезоэффекта принимает наиболее простую форму:

$$P_1 = d_{11}\sigma_1,$$

где  $P_1$  и  $\sigma_1$  — соответственно поляризованность и упругие напряжения вдоль оси *X*, т.е. перпендикулярно плоскости пластинки. Для  $\beta$ -кварца пьезомодуль  $d_{11} = 2,3 \cdot 10^{-12}$  Кл/Н.

Чтобы получить количественное представление о пьезоэлектрическом эффекте в кварце, отметим, что при давлении на пло-

скость  $X$ -среза в  $10^5$  Па (т. е. 1 кг на 1 см<sup>2</sup>) между большими гранями пластины толщиной 1 см возникает разность потенциалов 58 В. В то же время при обратном пьезоэффекте внешнее электрическое напряжение в 1 кВ, прикладываемое к этой же пластине вдоль оси  $X$ , вызывает изменение ее толщины на 2,3 нм.

Плоскопараллельная полированная кварцевая пластинка с электродами и держателем представляет собой пьезоэлектрический резонатор, т. е. является колебательным контуром с определенной резонансной частотой колебаний. Последняя зависит от толщины пластинки и направления кристаллографического среза. Различные по конструкции кварцевые резонаторы перекрывают диапазон частот  $10^3 \dots 10^8$  Гц. Преимуществами кварцевых резонаторов являются малый тгд и очень высокая механическая добротность. В лучших кристаллах кварца  $Q_m$  может достигать значений порядка  $10^7$  и более. Высокая добротность обеспечивает высокую частотную избирательность кварцевых резонаторов, что позволяет их использовать в качестве узкополосных фильтров. В зависимости от конкретной схемы полоса пропускания таких кварцевых фильтров составляет 0,4...0,8 % от резонансной частоты.

Если в кварцевом резонаторе возбудить колебания на резонансной частоте, то их затухание будет происходить в течение длительного времени. Кварцевый пьезоэлемент, поставленный во входную цепь электрического генератора, навязывает ему собственную резонансную частоту. Широкое применение  $\beta$ -кварца в резонансных устройствах обусловлено высокой стабильностью и надежностью воспроизведения его характеристик. Благодаря высокой добротности кварцевые резонаторы применяются для стабилизации и эталонирования частоты электрических генераторов (например, в радиолокационных станциях, ультразвуковых линиях задержки, электронных часах, стимуляторах сокращения сердечной мышцы и др.). Одно из главных требований к таким пьезоэлементам заключается в минимальном уходе резонансной частоты ( $\Delta f/f$ ) при изменении температуры и других внешних факторов. Использование пластинок специальных косых срезов по отношению к главным осям позволяет обеспечить длительную стабильность частоты кварцевых резонаторов на уровне  $\Delta f/f \approx 10^{-7}$  в интервале температур от  $-60$  до  $+100$  °С, а кратковременная стабильность — на два-три порядка выше. Частотная погрешность, равная  $10^{-10}$  в сутки, соответствует «уходу» электронных часов на 1 секунду за 70 лет.

Ввиду ограниченных запасов природного кварца основные потребности пьезотехники удовлетворяются искусственно выращиваемыми кристаллами. Их получают гидротермальным методом. Кристаллизацию проводят из водно-щелочных растворов в стальных автоклавах большой емкости при температуре  $350 \dots 400$  °С и давлениях водяного пара порядка  $10^8$  Па. Из-за малой раствори-

ности кремнезема в водных растворах длительность одного цикла выращивания составляет несколько месяцев.

Помимо кварца в различных пьезопреобразователях применяются кристаллы сульфата лития  $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ , сегнетовой соли, дигидрофосфата аммония, а также ниобата и танталата лития. Последние составляют значительную конкуренцию кварцу, превосходя его по добротности на частотах выше 1 МГц. Для придания пьезоактивности сегнетоэлектрические кристаллы  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  переводят в монодоменное состояние путем отжига при температуре несколько ниже точки Кюри. При комнатной температуре коэрцитивная сила в этих кристаллах столь велика, что монодоменное состояние оказывается устойчивым.

В монодоменизированном состоянии все сегнетоэлектрики обладают пьезоэффектом, причем значения пьезомодулей значительно больше, чем у кварца, и достигают максимума при температуре Кюри. Сильная температурная зависимость пьезомодулей и диэлектрический гистерезис ограничивают возможности применения сегнетоэлектриков в качестве пьезодатчиков, пьезорезонаторов и различных пьезоэлектрических преобразователей. Для сглаживания температурной нестабильности рабочую температуру пьезоэлемента выбирают таким образом, чтобы используемый монокристалл находился в «глубокой» сегнетофазе, т.е. вдали от точки Кюри.

Наиболее широкое применение в качестве пьезоэлектрического материала находит сегнетоэлектрическая керамика. В обычном состоянии сегнетокерамика не проявляет пьезоактивности, поскольку является изотропной средой вследствие хаотического расположения отдельных кристаллических зерен и деления их на домены с различным направлением спонтанной поляризованности. Однако если сегнетокерамику подвергнуть действию сильного электрического поля (2...4 МВ/м) при повышенной температуре (100...150 °C), то поляризованность доменов получит преимущественную ориентацию в одном направлении. После снятия поля сохраняется устойчивая остаточная поляризованность, материал становится текстурованным. По своим свойствам поляризованный сегнетокерамический образец подобен монодоменизированному кристаллу, т.е. обладает высокой пьезоактивностью.

Поляризованную сегнетокерамику, предназначенную для использования в пьезоэлектрических преобразователях, называют *пьезокерамикой*.

Пьезокерамика имеет перед монокристаллами то преимущество, что из нее можно изготовить активный элемент практического любого размера и любой формы (например, полый цилиндр, являющийся частью гидролокатора). Применение чистого титаната бария ограничивается нежелательным фазовым переходом при температуре, близкой к 300 К (см. рис. 8.11). В точке фазового пере-

хода происходит частичная деполяризация керамики, что существенно снижает пьезочувствительность элементов.

Основным материалом для изготовления пьезокерамических элементов являются твердые растворы  $\text{PbZrO}_3$ — $\text{PbTiO}_3$  (цирконат — титанат свинца или сокращенно ЦТС). Эта керамика широко используется для создания мощных ультразвуковых излучателей в широком диапазоне частот для целей гидроакустики, дефектоскопии, механической обработки материалов. Принцип действия таких излучателей основан на обратном пьезоэффеќте. Ультразвуковые генераторы применяются также в химической промышленности для ускорения различных процессов (эмульсификаторы, полимеризаторы, стерилизаторы и др.) и в полупроводниковой технологии для эффективной отмычки полупроводниковых пластин с помощью ультразвуковой ванны. Широкое применение нашли ультразвуковые машины для чистки одежды, в которых механические колебания пьезопреобразователя передаются находящейся в резервуаре очистительной жидкости, заставляя ее вибрировать с той же частотой.

Обратный пьезоэффеќт используется в машинах ультразвуковой сварки, в электромеханических затворах и разного рода клапанных устройствах (например, в сердечных насосах, в дизельных системах для регулирования подачи топлива и др.), в наушниках, слуховых аппаратах и высокочастотных громкоговорителях. Пьезоэлектрические затворы характеризуются не только высоким быстродействием, но и более высокой надежностью и меньшими габаритными размерами, чем их электромагнитный аналог — соленоидный вентиль. В пьезоэлектрических двигателях механические колебания пьезопластинок преобразуются во вращательное движение ротора, какие-либо обмотки и магнитные поля в таких двигателях отсутствуют. Они отличаются своей экономичностью, простотой конструкции, стабильностью хода и применяются в робототехнике и лентопротяжных механизмах.

Прямой пьезоэффеќт, позволяющий преобразовать механические колебания среды в электрические сигналы, преимущественно используется в устройствах, работающих в режиме приема. Среди них следует выделить гидрофоны и сейсмоприемники, микрофоны и телефоны, пьезосигнализаторы и эхокардиографы, приборы акустического анализа и сканирующий акустический микроскоп высокого разрешения. Чувствительность таких устройств тем выше, чем больше пьезомодуль и чем ниже диэлектрическая проницаемость материала. Для снижения относительной диэлектрической проницаемости синтезируют макрокомпозитные материалы, в которых тонкие стержни поляризованной сегнетокерамики размещают в отверждаемой полимерной матрице (эпоксидной или полисилоксановой). К числу макрокомпозитных материалов относятся пьезоситаллы, представляющие собой текстуру

игольчатых кристаллов пьезоэлектрика в стекловидной матрице. Из пьезокерамики делают датчики давлений, деформаций, ускорений и вибраций, различные устройства поджига в газовых системах и детонаторы (для оружия).

Большое практическое значение приобрели элементы и устройства, работающие на принципе двойного преобразования энергии: электрической в механическую, и наоборот. К таким устройствам относятся пьезоэлектрические фильтры, пьезотрансформаторы, ультразвуковые линии задержки и устройства на поверхностных акустических волнах (ПАВ). Фильтры на пьезокерамике путем варьирования состава материала позволяют обеспечить полосу пропускания от 2 кГц до 20 МГц. По сравнению с обычными индуктивно-емкостными фильтрами пьезорезонансные фильтры отличаются большей надежностью и существенно меньшей стоимостью.

Кроме керамики ЦТС для изготовления различных пьезоэлектрических преобразователей применяются керамические материалы на основе твердых растворов  $\text{BaNb}_2\text{O}_6 - \text{PbNb}_2\text{O}_6$  и  $\text{NaNbO}_3 - \text{KNbO}_3$ . Последние разработаны специально для высокочастотных преобразователей (10...40 МГц).

В заключение необходимо отметить, что пьезоэлектрические свойства обнаружены у ряда органических полимеров полярного строения. Например, пленки поливинилиденфторида ( $-\text{CH}_2-\text{CF}_2-$ )<sub>n</sub> или поливинилиденхлорида ( $-\text{CH}_2-\text{CCl}_2-$ )<sub>n</sub> после специального двухмерного вытяжения или поляризации в коронирующем разряде становятся текстурованными материалами с весьма высокими значениями пьезоэлектрических модулей ( $23 \cdot 10^{-12}$  Кл/Н). Благодаря малой плотности, высокой гибкости и низкой стоимости полярные полимерные пленки весьма перспективны для применения в качестве преобразователей самого различного назначения. Одним из наиболее интересных применений является создание электростанций, использующих энергию ветра или морских волн. Несмотря на низкий КПД устройства пленки поливинилиденфторида позволяют получить энергосъем до 33 Вт/м<sup>2</sup> при частоте генерируемого тока 0,1 Гц. Удельная стоимость вырабатываемой электроэнергии оказывается ниже, чем при использовании полупроводниковых преобразователей солнечной энергии.

## 8.4. ПИРОЭЛЕКТРИКИ

К пироэлектрикам относятся диэлектрики, которые обладают сильно выраженным *пироэлектрическим эффектом*.

Пироэлектрическим эффектом называется изменение спонтанной поляризованности диэлектриков при изменении температуры. Уравнение пироэлектрического эффекта записывают в виде

$$-dP_{\text{сп}} = p dT, \quad (8.3)$$

где  $P_{\text{сп}}$  — спонтанная поляризованность диэлектрика;  $p$  — пироэлектрический коэффициент.

Пироэлектрический коэффициент является векторной величиной, его направление всегда совпадает с вектором поляризации. Знак минус в уравнении (8.3) указывает на уменьшение поляризованности с повышением температуры. При описании пироэффекта одну из координатных осей всегда совмещают с направлением  $P_{\text{сп}}$ . В этом случае отличной от нуля остается только одна проекция вектора  $p$ , соответствующая полярной оси. Поэтому в уравнении (8.3) векторные величины фигурируют без индексов.

При неизменной температуре спонтанный электрический момент диэлектрика скомпенсирован свободными зарядами противоположного знака за счет процессов электропроводности или адсорбции зарженных частиц из окружающей атмосферы. Изменение спонтанной поляризованности сопровождается освобождением некоторого заряда на поверхности диэлектрика, благодаря чему в замкнутой цепи возникает электрический ток (рис. 8.23):

$$i = -S dP_{\text{сп}} / dt = -S p dT / dt, \quad (8.4)$$

где  $S$  — площадь поверхности пироэлектрика;  $dT / dt$  — скорость изменения температуры.

Температурное изменение спонтанной поляризованности обусловлено двумя основными причинами. С одной стороны, повышение температуры нарушает упорядоченность в расположении элементарных дипольных моментов (первичный или истинный пироэффект), а с другой стороны, нагревание вызывает изменение линейных размеров диэлектрика и пьезоэлектрическую поляризацию, обусловленную деформацией (вторичный или ложный пироэффект).

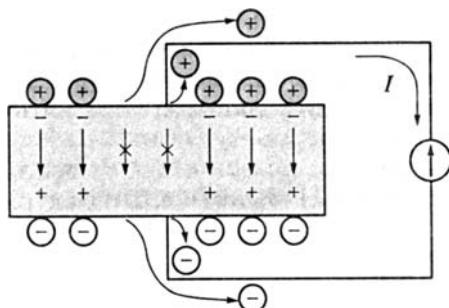


Рис. 8.23. Пояснение к механизму возникновения пироэлектрического тока в замкнутой цепи

роэффект). Пироэлектрический коэффициент  $p$  учитывает оба эти фактора.

Качество пироэлектрического материала принято характеризовать приведенным физическим параметром

$$R_B = p/(\epsilon c),$$

где  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость;  $c$  — удельная объемная теплоемкость.

Параметр  $R_B$  иногда называют пироэлектрической добротностью материала, он определяет вольт-ваттную чувствительность пироэлектрика. Чем большее значение  $R_B$ , тем большую разность потенциалов можно получить на образце при одной и той же поглощаемой мощности.

Пироэлектрическими свойствами обладают некоторые линейные диэлектрики (например, турмалин, сульфат и тетраборат лития) и все сегнетоэлектрические материалы. Особенность линейных пироэлектриков состоит в том, что в них, в отличие от сегнетоэлектриков, направление спонтанной поляризованности не может изменяться с помощью внешнего электрического поля.

Сегнетоэлектрики проявляют пироэлектрические свойства только в монодоменизированном состоянии. В полидоменном образце суммарная поляризованность равна нулю, и поэтому пироэффект отсутствует. Монодоменизация может быть осуществлена различными способами, в том числе непосредственно в процессе выращивания кристалла путем пропускания через него электрического тока. Для закрепления монодоменизированного состояния кристалл подвергают облучению или вводят специальные легирующие добавки. Суть сводится к тому, что в сегнетоэлектрической матрице генерируют полярные дефекты, которые создают внутреннее смещающее поле, постоянно подполюризовывающее кристалл.

Пироэлектрическими свойствами обладают также керамические и полимерные текстуры. К их числу относятся все пьезокерамические материалы, из которых наилучшими пироэлектриками являются материалы системы ЦТС с добавками оксида лантана. Введение добавок позволяет снизить точку Кюри до комнатной температуры и благодаря этому намного увеличить пироэлектрический коэффициент у сегнетокерамики.

Одним из лучших пироэлектриков является триглицинсульфат (ТГС). При комнатной температуре пироэлектрический коэффициент в кристаллах ТГС составляет  $360 \text{ мКл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . Наглядное представление об этом параметре можно получить из следующего примера.

Пластина ТГС, вырезанная перпендикулярно направлению спонтанной поляризованности и имеющая толщину 1 мм, при равномерном нагреве на  $1^\circ\text{C}$  приобретает электрический заряд

360 мкКл · м<sup>-2</sup>, что соответствует разности потенциалов между ее поверхностями порядка 1 600 В ( $U = p\Delta Th/(\epsilon\epsilon_0)$ ;  $\epsilon = 25$ ).

У сегнетоэлектриков спонтанная поляризованность намного больше, чем у линейных пироэлектриков, и температурная зависимость ее выражена сильнее. Поэтому именно сегнетоэлектрики представляют наибольший интерес для практических применений в качестве пироэлектриков. Из термодинамической теории сегнетоэлектричества вытекает следующая зависимость спонтанной поляризованности от температуры:

$$P_{\text{сп}} = A\sqrt{T_K - T}, \quad (8.5)$$

где  $A$  — некоторая константа для данного материала;  $T_K$  — температура Кюри.

Отсюда следует, что пироэлектрический коэффициент возрастает по мере приближения к температуре фазового перехода ( $T_K$ ):

$$p = \frac{dP_{\text{сп}}}{dT} = \frac{A}{2\sqrt{T_K - T}}.$$

Отмеченные закономерности в изменении пироэлектрических свойств иллюстрирует рис. 8.24. Отчетливо видно, что пироэлектрический коэффициент слабо изменяется с температурой в «глубокой» сегнетофазе, т. е. вдали от точки Кюри. Для более эффективного использования пироэлектрического эффекта желательно приблизить точку Кюри к комнатной температуре. В рассматриваемом примере это можно сделать путем синтеза твердых растворов ТГС с триглицинсelenатом, у которого  $T_K = 22^{\circ}\text{C}$ .

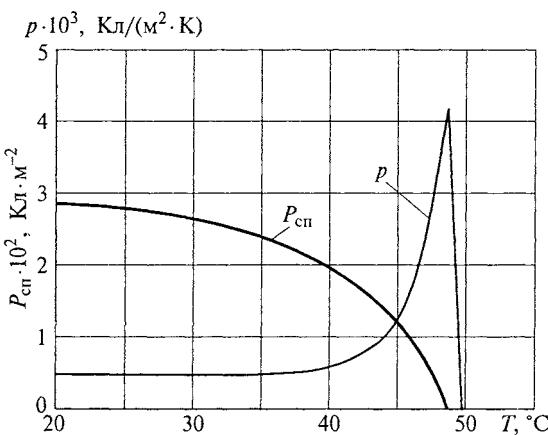


Рис. 8.24. Зависимость спонтанной поляризованности  $P_{\text{сп}}$  и пироэлектрического коэффициента  $p$  от температуры для кристаллов триглицинсульфата

Значительный пироэффект в сегнетоэлектриках используют для создания тепловых датчиков и приемников лучистой энергии, предназначенных, в частности, для регистрации инфракрасного и СВЧ-излучения. Принцип действия пироэлектрических фото-приемников очень прост: лучистая энергия, попадая на зачерненную (поглощающую) поверхность активного элемента, нагревает его. В результате нагревания изменяется спонтанная поляризованность кристалла и возникает импульс тока (см. формулу (8.4)), который регистрируется электронной схемой.

Специфическим свойством пироприемников является отсутствие избирательности по спектру излучения и практически неограниченный диапазон частот детектируемой радиации (от сантиметровых волн до рентгеновских лучей). Существенное преимущество их состоит в том, что они не требуют охлаждения при детектировании излучения даже в далекой ИК-области спектра. Вследствие особенностей пироэффекта (электрическая компенсация постоянной внутренней поляризации) пиродетекторы реагируют только на переменную часть потока излучения, причем скорость изменения этого потока (его модуляция) может достигать 10 МГц. В больших пределах изменяется и диапазон регистрируемых мощностей излучения от  $10^{-9}$  до  $10^9$  Вт.

Максимальным значением пироэлектрических коэффициентов до  $2800 \text{ мкКл} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$  обладают кристаллы ниобата бария-стронция  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ , у которых точка Кюри близка к комнатной температуре. Однако из-за высокой диэлектрической проницаемости ( $\epsilon = 8200$ ) пироэлектрическая добротность этих материалов оказывается незначительной ( $R_B = 0,16 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ ).

Наиболее высоким значением добротности ( $R_B = 8,5 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ ) характеризуются кристаллы триглицинсульфата. Благодаря хорошему сочетанию свойств, а также сравнительно простой технологии выращивания крупных кристаллов этот материал широко используют в низкочастотных детекторах излучения. Некоторое неудобство представляет гигроскопичность ТГС, обусловливающая необходимость его специальной герметизации в практических устройствах.

Повышенной чувствительностью на высоких частотах отличаются кристаллы  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$ . Благодаря высокой температуре Кюри, они не требуют специальных приемов закрепления монодоменизированного состояния и могут устойчиво работать до температур порядка 500 °C.

Важную группу пироэлектрических материалов составляют поллярные пленочные полимеры типа поливинилиденфторида, приобретающие пиро- и пьезоактивность после специальной технологической обработки. Несмотря на то что пирокоэффициент полимерных материалов ниже, чем у монокристаллов и пирокерамики, их применение оправдывается низкой стоимостью, не-

обычными механическими свойствами и возможностями изготовления образцов практически любой формы. К тому же они характеризуются малой инерционностью пироэффекта на высоких частотах.

## 8.5. ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ СРЕДЫ

**Электрооптические материалы.** К электрооптическим относятся материалы, у которых оптические свойства существенно изменяются под действием электрического поля. В частности, изменение показателя преломления, индуцированное электрическим полем, называют *электрооптическим эффектом*. Природа последнего связана с нелинейной поляризацией среды, поскольку в сильных электрических полях диэлектрическая восприимчивость материала  $\chi$  и обусловленная ею относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 1 + \chi$  становятся характеристиками, зависящими от напряженности внешнего поля. Для описания электрооптического эффекта пользуются *поляризационными константами*  $a$ , которые связаны с диэлектрической проницаемостью и показателем преломления  $n$  диэлектрика соотношениями вида

$$a = 1/\epsilon = 1/n^2.$$

В анизотропной среде поляризационные константы, как и диэлектрическая проницаемость, характеризуются симметричным тензором второго ранга. Тензор поляризационных констант иначе называют *тензором диэлектрической непроницаемости*. Показатель преломления, характеризующий уменьшение скорости распространения света при переходе светового луча из вакуума в материальную среду  $n = c/v$ , в анизотропных средах зависит от кристаллографического направления. Эту зависимость удобно представлять в виде некоторой трехмерной поверхности, которую называют индикатрисой показателей преломления, или *оптической индикатрисой*. Показатели преломления не являются тензорной характеристикой, но соотношения между ними зависят от симметрии тензора диэлектрической проницаемости.

Решение уравнений Максвелла для случая плоской электромагнитной волны, распространяющейся в анизотропной среде, показывает, что вместо одной падающей волны в кристалле формируется две волны, которые называются *обыкновенным и необыкновенным лучами*. В общем случае эти лучи имеют различную фазовую скорость и соответственно различные показатели преломления, которые принято обозначать символами  $n_o$  и  $n_e$ . Различие значений  $n_o$  и  $n_e$  приводит к *двойному лучепреломлению*. Направления, вдоль которых фазовые скорости обыкновенной и необыкновенной волн одинаковы, т.е.  $n_o = n_e$ , называются *оптическими осями*. При распространении света вдоль оптической оси двойное лучепреломление отсутствует.

Колебания электрического вектора в обеих волнах поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях. В частности, у необыкновенной волны эти колебания всегда происходят в плоскости, проходящей через оптическую ось и волновую нормаль (рис. 8.25). Колебания электрического вектора у обыкновенного луча всегда перпендикулярны оптической оси, поэтому показатель преломления  $n_o$  не зависит от кристаллографического направления.

Оптическая индикатриса анизотропного кристалла в общем случае представляет собой эллипсоид, форма которого определяется симметрией кристалла. Индикатриса кубических кристаллов имеет форму сферы, т.е. кристаллы с кубической симметрией изотропны по оптическим свойствам. У кристаллов с тетрагональной, ромбоэдрической и гексагональной симметрией индикатриса показателей преломления представляет собой эллипсоид вращения с оптической осью, ориентированной вдоль главной оси симметрии (рис. 8.26). Сечением эллипса вращения, которое перпендикулярно главной оси  $Z$ , является окружность, радиус которой характеризует показатель преломления обыкновенного луча. Чтобы найти показатель преломления необыкновенного луча, распространяющегося вдоль направления  $0P$ , необходимо построить сечение индикатрисы, перпендикулярное этому направлению. Искомое сечение имеет форму эллипса. Показатель преломления  $n_e$  определяется секущей главного сечения с плоскостью построенного эллипса, т.е. отрезком  $0B$  (см. рис. 8.26). Такие кристаллы, имеющие одну оптическую ось, называются *оптически однодиоптическими*. У них оптическая ось совпадает с геометрической осью симметрии наивысшего порядка (например, в тетрагональных кристаллах ею является ось 4-го порядка).

Эллипсоид может быть не только вытянутым, но и сплюснутым по оси вращения. Если выполняется условие  $(n_e - n_o) > 0$ , то

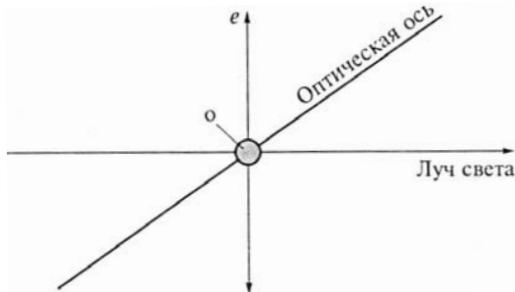


Рис. 8.25. Распространение электромагнитной волны в анизотропной среде:  $o$  — колебания электрического вектора обыкновенного луча,  $e$  — колебания электрического вектора необыкновенного луча

одноосный кристалл называются оптически положительным, а если  $(n_e - n_o) < 0$  — оптически отрицательным.

В кристаллах с более низкой симметрией (относящихся к ромбической или моноклинной сингониям) оптическая индикатриса представляет собой трехосный эллипсоид, поверхность которого можно описать уравнением

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1,$$

где  $n_1, n_2, n_3$  — значения показателей преломления вдоль главных осей кристалла являются полуосами трехосного эллипсоида.

Как видно из рис. 8.27, такой эллипсоид имеет два круговых сечения. Следовательно, существует два направления волновых нормалей, вдоль которых отсутствует двойное лучепреломление. Таким образом, кристаллы с низкой симметрией оказываются оптически двухосными. В двухосных кристаллах оба преломленных луча ведут себя как необыкновенные.

Приложение электрического поля приводит к некоторому изменению поляризационных констант, а это означает, что изменяются и показатели преломления. Электрооптический эффект можно наглядно представить как деформацию оптической индикатрисы. Так, например, электрическое поле, приложенное к кубическому кристаллу, превращает его из оптически изотропной среды в оптически одноосный кристалл, т. е. оптическая индикатриса преобразуется из сферы в эллипсоид вращения. В общем случае оптическая индикатриса может не только деформироваться с изменением длины полуосей эллипса, но и поворачиваться относительно главных осей.

Если изменение поляризационных констант прямо пропорционально напряженности электрического поля, то говорят о *линейном электрооптическом эффекте*, который иначе называют

эффектом Покельса. Уравнения линейного электрооптического эффекта записывают в виде

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} E_k, \quad (8.6)$$

где  $r_{ijk}$  — электрооптические коэффициенты, определяемые тензором третьего ранга.

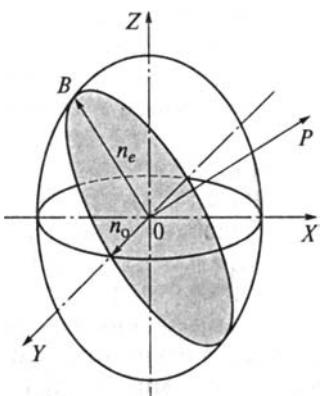


Рис. 8.26. Индикатриса показателей преломления оптически одноосного кристалла

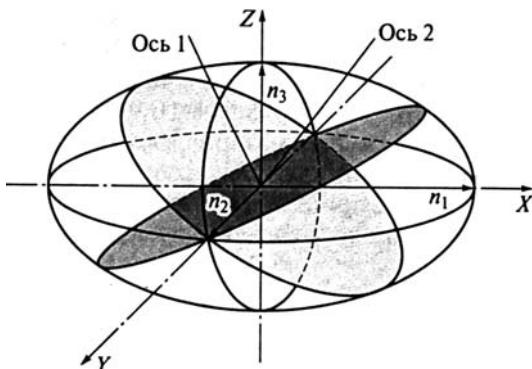


Рис. 8.27. Индикатриса показателей преломления оптически двухосного кристалла ( $n_1 \neq n_2 \neq n_3$ )

По форме матрицы тензор  $r_{yk}$  целиком совпадает с тензором пьезомодулей  $d_{yk}$  при обратном пьезоэффе (см. подразд. 8.3). Отсюда следует, что линейный электрооптический эффект может наблюдаться только в тех материалах, которые обладают пьезоэффе (т.е. в кристаллах и текстурах, не имеющих центра симметрии).

Ввиду того что электрооптический и пьезоэлектрический эффекты реализуются в кристаллах одновременно друг с другом, изменение поляризационных констант происходит не только в результате прямого воздействия электрического поля на оптическую индикатрису, но также и за счет упругих деформаций структуры, порождаемых обратным пьезоэффе. Соответственно этому различают *истинный* (первичный) и *ложный* (вторичный) электрооптические эффекты. В условиях эксперимента обычно проявляется суммарный эффект. Пьезоэлектрический вклад в изменение  $\Delta a_y$  особенно заметен у некоторых поляризованных сегнетоэлектриков. В «чистом» виде истинный электрооптический эффект можно наблюдать в «зажатом» кристалле, который не деформируется в электрическом поле или на достаточно высоких частотах (выше собственной частоты колебаний пьезоэлемента), когда деформации не успевают следовать за изменением электрического поля.

У кристаллов высокой симметрии большинство компонентов тензора  $r_{yk}$  обращается в ноль. Например, у кристаллов дигидрофосфатов калия (KDP) и аммония (ADP), обладающих тетрагональной симметрией, лишь 3 из 27 электрооптических коэффициента —  $r_{41}$ ,  $r_{52}$  и  $r_{63}$  — отличны от нуля, причем выполняется условие  $r_{41} = r_{52}$  (в матричной записи, см. подразд. 8.3). Обе разновидности дигидрофосфатов при комнатной температуре являются оптически отрицательными одноосными кристаллами. На прак-

тике наиболее часто используются пластинки  $z$ -среза, т.е. вырезанные перпендикулярно главной оси симметрии кристалла.

Кварц и турмалин стали первыми веществами, в которых был обнаружен электрооптический эффект. Значения электрооптических коэффициентов у разных материалов определенным образом коррелируют с их диэлектрической проницаемостью. У сегнетоэлектриков, имеющих  $\epsilon$  примерно на два-три порядка выше, чем у линейных диэлектриков, значения коэффициентов  $r_{ik}$  наиболее высоки.

Среди материалов, широко применяемых в электрооптических устройствах, в первую очередь следует выделить кристаллы дигидрофосфата калия  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP) и его дейтерированного аналого  $\text{KD}_2\text{PO}_4$  (DKDP). Эти кристаллы применяются в паразелектрической фазе, где температурная зависимость диэлектрической проницаемости подчиняется закону Кюри—Вейсса (см. подразд. 8.2). Аналогичным образом изменяются с температурой и электрооптические коэффициенты, как показано на рис. 8.28. Наблюдается резкое возрастание коэффициентов  $r_{63}$  по мере приближения к точке Кюри (213 К для DKDP).

Достаточно крупные кристаллы KDP и изоморфных с ним соединений (ADA, ADP и др.) высокого оптического качества выращивают из водных растворов в изотермических условиях путем испарения растворителя. Они обладают прозрачностью в спектральном диапазоне 0,2...1,5 мкм, стойки к лазерному излучению, позволяют пропускать и модулировать световые потоки плотностью выше  $10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup>. Однако будучи хрупкими и сильно растворимыми в воде, они требуют специальной защиты при эксплуатации.

Более устойчивы к воздействию внешней среды электрооптические устройства на основе сегнетоэлектрических кристаллов

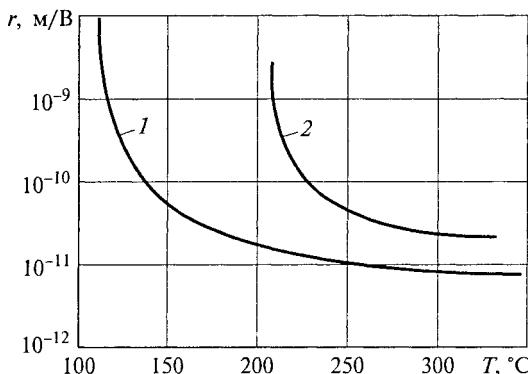


Рис. 8.28. Температурные зависимости диэлектрических коэффициентов для кристаллов KDP (1) и DKDP (2)

ниобата лития  $\text{LiNbO}_3$ , барий-натриевого ниобата  $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$  (БАНАН) и танталата лития  $\text{LiTaO}_3$ . Эти материалы имеют более широкую область прозрачности (0,4...4,5 мкм), требуют меньших управляющих напряжений, однако трудны в технологическом отношении, непрозрачны в УФ-области спектра и менее стойки к лазерному излучению (предельные плотности модулируемого светового потока менее  $10^{10} \text{ Вт/м}^2$ ). Важнейшие параметры электрооптических материалов систематизированы в табл. 8.2.

Помимо сегнетоэлектриков, линейным электрооптическим эффектом обладают некоторые кристаллы с кубической симметрией. К их числу относятся, в частности, широкозонные полупроводники  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ ,  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ , кристаллизующиеся в структуре типа сфалерита. В этом случае в матрице  $r_{ik}$  лишь три коэффициента ( $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ ) отличны от нуля, причем все они равны друг другу. Электрооптические коэффициенты у этих материалов ниже, чем у сегнетоэлектриков или паразелектриков, однако благодаря относительно малой  $\epsilon$  их применяют в модуляторах СВЧ-диапазона.

Электрооптические материалы наиболее широко применяются для создания оптических затворов и модуляторов лазерного излучения. Амплитудная модуляция светового потока проще всего осуществляется с помощью электрического поля, прикладываемого к оптически активному кристаллу, находящемуся между двумя скрещенными поляризаторами. Принцип действия такого модулятора основан на изменении интенсивности проходящего света путем изменения управляющего напряжения.

Подача электрического напряжения на кристалл вызывает деформацию оптической индикатрисы, в результате чего он приобретает свойства оптически одноосной среды с оптической осью, ориентированной вдоль поля. При линейном электрооптическом эффекте величина индуцированного двойного лучепреломления  $\Delta n$  в направлении распространения света (т.е. вдоль оси  $z$ ) определяется выражением

$$\Delta n_z = |n_e - n_o| = r_{jk} U n_o^3 / (2d),$$

где  $d$  — толщина кристалла вдоль оптической оси (т.е. между электродами). В кубических кристаллах  $r_{ik} = r_{41}$ .

Появление фазового сдвига между обычновенной и необыкновенной волной приводит к эллиптической поляризации света, выходящего из кристалла (т.е. конец вектора  $E$  описывает поверхность эллиптического цилиндра). Вследствие этого ячейка приобретает частичную прозрачность. Благодаря изменению формы эллипса поляризации появляется возможность модулировать амплитуду световых колебаний.

Максимальная интенсивность проходящего света достигается при оптической разности хода между лучами, равной  $\lambda/2$ . Управ-

Таблица 8.2

Основные свойства электрооптических материалов ( $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ )

Материал	Состав	Область прозрачности, мкм	Показатель преломления		Электрооптические коэффициенты $r_k \cdot 10^{12}$ , м/В	$U_{k/2}$ , кВ
			$n_o$	$n_e$		
KDP	$\text{KH}_2\text{PO}_4$	0,2 ... 1,2	1,51	1,47	$r_{41} = 8,6; r_{63} = 10,8$	7,4
DKDP	$\text{KD}_2\text{PO}_4$	0,2 ... 1,6	1,51	1,47	$r_{41} = 8,8; r_{63} = 23,6$	3,4
ADP	$\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$	0,2 ... 1,4	1,52	1,48	$r_{41} = 21; r_{63} = 8,3$	10
Ниобат лития	$\text{LiNbO}_3$	0,4 ... 4,5	2,29	2,20	$r_{13} = 8,6; r_{33} = 30,8; r_{22} = 4,0; r_{42} = 30$	3,0
Танталат лития	$\text{LiTaO}_3$	0,4 ... 4,5	2,176	2,180	$r_{13} = 5,7; r_{33} = 30,3; r_{22} = 1,0; r_{42} = 20$	2,5
БАНАН	$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$	0,4 ... 5,0	2,26	2,37	$r_{13} = 18; r_{33} = 55; r_{23} = 14$	1,5
СБН	$(\text{Sr, Ba})\text{Nb}_2\text{O}_6$	0,4 ... 4,5	2,31	2,37	$r_{13} = 67; r_{33} = 1\ 340; r_{24} = 42$	0,45
Титанат бария	$\text{BaTiO}_3$	0,4 ... 4,5	2,437	2,365	$r_{13} = 8,0; r_{33} = 28; r_{24} = 1\ 640$	0,5
Сфалерит	$\text{ZnS}$	0,36 ... 12	2,37	2,37	$r_{41} = 2,0$	12
Фосфид галлия	$\text{GaP}$	0,56 ... 10	3,315	3,315	$r_{41} = 1,06$	16
Арсенид галлия	$\text{GaAs}$	0,9 ... 15	3,34	3,34	$r_{41} = 1,60$	17,7*

\* Для  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ .

ляющее напряжение, обеспечивающее полуволновый сдвиг, тесно связано с электрооптическими коэффициентами:

$$U_{\lambda/2} = \lambda_0 d / (r_{jk} n_o^3 L), \quad (8.7)$$

где  $\lambda_0$  — длина световой волны в вакууме;  $L$  — оптическая длина. Значение  $U_{\lambda/2}$  зависит от длины волны и обычно составляет от сотен вольт до десятков киловольт.

Из выражения (8.7) следует, что произведение  $r_{jk} n_o^3$  является параметром качества электрооптического материала. Подходящей средой для создания модуляторов могут служить высокоомные полупроводники со структурой сферулита, поскольку они обладают повышенным показателем преломления (см. табл. 8.2). Например, у кристаллов GaAs несмотря на малое значение электрооптических коэффициентов на длине волны излучения 1,06 мкм фактор качества оказывается примерно в 1,5 раза выше, чем у кристаллов KDP. Однако необходимо иметь в виду, что модуляция излучения происходит в достаточно сильных электрических полях ( $E \geq 10^5$  В/м), так что необходимы кристаллы полупроводниковых соединений с полуизолирующими свойствами ( $\rho \geq 10^9$  Ом · м).

Электрооптические модуляторы света характеризуются высоким оптическим контрастом и весьма высоким быстродействием. Предельные частоты модуляции ограничиваются временем установления поляризации в диэлектрике и обычно превышают  $10^9$  Гц.

**Акустооптические материалы.** Акустооптическим эффектом называется явление дифракции, отражения или рассеяния света на локальных неоднородностях упругой среды, возникающих при прохождении через нее акустической (звуковой) волны. Среди различных видов акустооптического взаимодействия наибольшее практическое применение находит *дифракция Брэгга*. Она возникает при высоких частотах акустической волны (порядка 100 МГц и выше).

Схема такой дифракции показана на рис. 8.29. Плюсская звуковая волна, а точнее последовательность ее фронтов, вызывает периодическое изменение плотности вещества и связанное с этим локальное изменение показателя преломления: в местах повышенной плотности среды показатель преломления несколько больше, чем в местах разрежения. Такая периодически модулированная структура ведет себя подобно дифракционной решетке, селективно рассеивающей свет. Максимальная интенсивность рассеянного света наблюдается под углом  $\theta$ , удовлетворяющим условию Вульфа — Брэгга:

$$2n \sin \theta = \lambda_o / \Lambda, \quad (8.8)$$

где  $n$  — показатель преломления упругой оптической среды;  $\Lambda$  — длина звуковой волны.

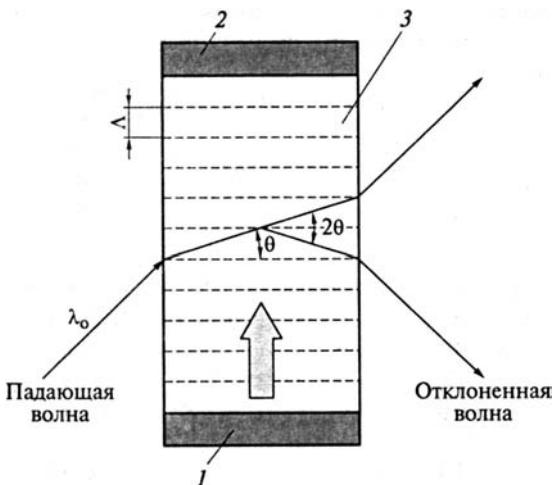


Рис. 8.29. Дифракция Брэгга на акустических волнах:

1 — электромеханический преобразователь; 2 — поглотитель УЗ-колебаний; 3 — упругая среда

Отраженный луч образует угол  $2\theta$  с первоначальным направлением, а его интенсивность пропорциональна силе ультразвука. Изменяя интенсивность последнего, можно осуществлять модуляцию света в отраженном пучке. Интенсивность света в пучках второго и более высоких порядков дифракции очень незначительна.

Даже при большой плотности акустической мощности (порядка  $100 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ) изменения показателя преломления  $\Delta n$  световодного слоя характеризуются величиной порядка  $10^{-4}$ . Но и в этом случае на частотах ультразвука, близких к  $10^9 \text{ Гц}$ , можно получить почти полную брэгговскую дифракцию. Последняя используется не только для модуляции световых потоков, но также при создании разного рода дефлекторов, сканеров и переключателей оптических пучков.

Из условия (8.8) следует, что угол максимального рассеяния  $\theta$  возрастает с увеличением частоты  $f_{\text{зв}}$  акустической волны, поскольку

$$\Lambda = v_{\text{зв}}/f_{\text{зв}},$$

где  $v_{\text{зв}}$  — скорость распространения звука.

Для получения большого отклонения дифрагированного луча необходимо использовать материалы с малыми значениями  $v_{\text{зв}}$ . Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что скорость звука тем меньше, чем больше средняя молекулярная масса вещества.

**Скорость распространения звуковой волны ( $v_{38} \cdot 10^{-3}$ , м/с)  
в некоторых акустооптических материалах**

Лейкосапфир .....	11,0	Молибдат свинца .....	4,20
Кварц кристаллический .....	5,72	Тяжелый флинт .....	3,26
KDP .....	5,50	Германосилленит .....	3,42
Ниобат лития .....	6,57	Прустит .....	2,65
Иодат лития .....	4,13	Бромид свинца .....	2,31
		Парателлурит .....	0,62

В случае дифракции света с  $\lambda_0 = 1,06$  мкм на ультразвуковых колебаниях с частотой 1 ГГц в пластинке ниобата лития максимальное рассеяние происходит под углом  $\theta \approx 1^\circ$  к фронту акустической волны. Путем непрерывного изменения частоты звуковых колебаний можно осуществить пространственное сканирование светового луча.

Акустооптический дефлектор представляет собой широкополосный прибор. Его быстродействие определяется временем установления акустического режима в объеме образца. Оно равно времени прохождения фронтом УЗ-волны через апертуру светового пучка и обычно не превышает 1 мкс. Для высокочастотных акустооптических преобразователей наиболее подходящими материалами оказались сегнетоэлектрические кристаллы  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$ , а также молибдат свинца  $\text{PbMoO}_4$  и диоксид теллура  $\text{TeO}_2$ . При этом сегнетоэлектрические пластинки могут одновременно выполнять функции электромеханического и акустооптического преобразователя.

Акустооптические эффекты могут быть реализованы и в тонких световодных слоях при взаимодействии световых пучков с поверхностными акустическими волнами. Такие световоды имеют толщину всего несколько микрометров и достаточно широко используются в качестве активных элементов оптических интегральных схем. Пример подобного пленочного дефлектора приведен на рис. 8.30. Здесь тонкий световедущий слой сформирован диффузией металлов в пьезоэлектрическую подложку ниобата лития. В качестве диффундирующих примесей используют вольфрам, никель, хром, железо, однако наилучшие результаты получают при диффузии ионов титана.

Поверхностная акустическая волна возбуждается с помощью пленочных электродов встречно-штыревого типа, нанесенных непосредственно на поверхность активного элемента. С максимальной эффективностью генерируются те поверхностные акустические волны, у которых длина волны равна удвоенному расстоянию между встречными электродами. Современные преобразователи дают возможность генерировать ПАВ значительной интенсивности в широком диапазоне частот: от десятков мегагерц до нескольких гигагерц.

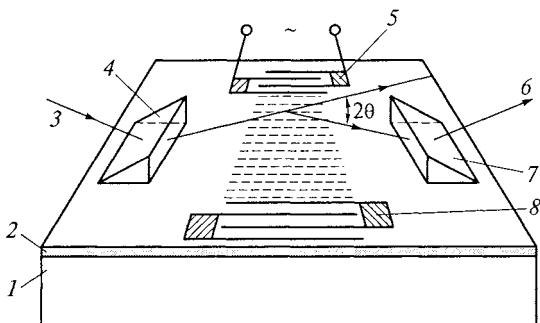


Рис. 8.30. Схема акустооптического модулятора (дефлектора) на поверхностных акустических волнах:

1 — подложка  $\text{LiNbO}_3$ ; 2 — пленочный волновод  $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ ; 3 — падающий световой луч; 4, 7 — призменные элементы связи; 5 — возбудитель ПАВ; 6 — отклоненный световой луч; 8 — поглотитель УЗ-колебаний

Для ввода оптического излучения в световод используются призменные элементы связи. При подаче переменного напряжения на электроды возникает плоская УЗ-волна, вызывающая дифракцию светового пучка. Дифрагированный луч отклоняется на угол  $2\theta$  относительно первоначального направления, определяемого углом Брэгга.

Использование акустооптического взаимодействия в тонких световодных слоях, толщина которых соизмерима с длиной волны излучения, позволяет существенно снизить акустическую мощность, необходимую для эффективной работы дефлекторов и модуляторов излучения.

**Магнитооптические материалы.** К этой группе относятся материалы, оптические свойства которых можно существенно изменять с помощью магнитного поля. Одним из самых интересных магнитооптических эффектов является *эффект Фарадея*. Его сущность заключается во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного света при его распространении в намагниченной среде. Максимальное фарадеевское вращение  $\theta_F$  наблюдается в том случае, когда свет распространяется параллельно или антипараллельно вектору намагниченности вещества. Знак  $\theta_F$  зависит от того, распространяется ли световая волна вдоль вектора магнитной индукции или в противоположном направлении.

В диа- и парамагнетиках в полях, меньших поля насыщения, угол поворота  $\theta_F$  пропорционален длине образца  $l$  и напряженности внешнего магнитного поля  $H$ :

$$\theta_F = C_V l / H, \quad (8.9)$$

где  $C_V$  — константа Верде. Для немагнитных материалов значение  $C_V$  не превышает  $10^{-2} \text{ }^{\circ}/\text{A}$ .

Отсюда следует, что для наблюдения эффекта Фарадея в обычных диэлектриках нужны весьма сильные магнитные поля (порядка  $10^6$  А/м).

В магнитоупорядоченных веществах, к числу которых относят ферро- и ферримагнетики, магнитооптические эффекты определяются величиной и ориентацией вектора результирующей намагниченности. В этих случаях роль внешнего магнитного поля фактически сводится лишь к намагничиванию материала до насыщения. Соответственно, в сильных полях угол фарадеевского вращения практически не зависит от  $H$ .

Принципиальным недостатком ферромагнетиков является их низкая оптическая прозрачность из-за сильного поглощения света свободными носителями заряда. В магнитооптических устройствах наиболее часто применяются магнитные материалы, прозрачные в спектральном диапазоне 0,3...1,2 мкм. Именно этому спектральному диапазону соответствуют наиболее доступные лазеры, оптические компоненты и фотоприемники. Качество применяемых материалов принято характеризовать величиной магнитооптической добротности, под которой понимают отношение

$$\psi = \theta_F^* / \alpha,$$

где  $\theta_F^*$  — удельный угол поворота плоскости поляризации (т.е. отнесенный к слою единичной толщины);  $\alpha$  — линейный коэффициент оптического поглощения.

Магнитооптическую добротность принято измерять в град/дБ или рад/дБ. Затуханию в 1 дБ/см соответствует показатель поглощения  $0,23 \text{ см}^{-1}$  ( $\alpha h = 2,3 \lg(I_0/I)$ , см. подразд. 4.7).

Неметаллические магнитные материалы обладают существенно большей прозрачностью, нежели ферромагнитные металлы и сплавы, но характеризуются более низким уровнем эффекта Фарадея. Требованиям высокой магнитооптической добротности в ИК-диапазоне спектра лучше всего удовлетворяют ортоферриты и ферриты-гранаты, получаемые в виде монокристаллов и эпитаксиальных слоев.

Состав ферритов-гранатов описывается обобщенной химической формулой  $\text{Me}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , где символом Me обозначают трехвалентный ион иттрия или редкоземельного элемента (см. подразд. 9.7). Все ферриты-гранаты обладают кубической симметрией и имеют «окно прозрачности» в области  $\lambda = 1 \dots 6 \text{ мкм}$ . В этом интервале длин волн показатель оптического поглощения для наиболее чистых кристаллов не превышает  $0,1 \text{ см}^{-1}$ .

Среди магнитооптических материалов наиболее изученным и освоенным является иттрий-железистый гранат (ИЖГ), состав которого определяется формулой  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Максимуму магнитооптической добротности  $\psi$  соответствует окно относительной прозрачности материала. При  $\lambda > 1,2 \text{ мкм}$  значения добротности пре-

вышают  $10^3$  °/дБ. Далее представлены сведения об эффекте Фарадея в других магнитных диэлектриках со структурой граната.

Замена иттрия на ионы редкоземельных элементов в решетке граната приводит к существенному изменению фарадеевского вращения и даже смене его знака. Эффект особенно заметен при введении ионов празеодима и висмута.

**Удельное фарадеевское вращение  $\theta^*$ , °/см, для  $\lambda = 1,06$  мкм  
в различных ферритах-гранатах**

$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .....	+280	$\text{Y}_2\text{PrFe}_5\text{O}_{12}$ .....	-400
$\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .....	+115	$\text{Gd}_2\text{PrFe}_5\text{O}_{12}$ .....	-573
$\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .....	+135	$\text{GdPr}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .....	-1 125
$\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .....	+535	$\text{GdPr}_2\text{Al}_{0,5}\text{Fe}_{4,5}\text{O}_{12}$ .....	-790
$\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .....	+65	$\text{GdPr}_2\text{Ga}_{0,5}\text{Fe}_{4,5}\text{O}_{12}$ .....	-720
$\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .....	+167	$\text{Gd}_2\text{BiFe}_5\text{O}_{12}$ .....	-3 000

Еще одну группу перспективных магнитооптических материалов образуют ортоферриты, состав которых отражает обобщенная химическая формула  $\text{MeFeO}_3$ , где под символом Me следует понимать трехвалентный ион иттрия или какого-либо редкоземельного элемента. Ортоферриты, в отличие от ферритов-гранатов, имеют относительное окно прозрачности в видимой области спектра при  $\lambda \approx 0,62$  мкм, в котором показатель поглощения может принимать значения менее  $100 \text{ см}^{-1}$ , а в ИК-диапазоне при  $\lambda > 1,35$  мкм их оптическая прозрачность не уступает ферритам-гранатам ( $\alpha < 0,1 \text{ см}^{-1}$ ). Большие значения удельного фарадеевского вращения ортоферритов в сочетании с относительно высокой прозрачностью к красному излучению ( $\lambda = 0,62$  мкм) предопределяют весьма высокий уровень магнитооптической добротности этих материалов ( $\psi \approx 14$  °/дБ).

К тому же в некоторых ортоферритах, например  $\text{YFeO}_3$ , наблюдается аномально высокая скорость движения доменных границ (более  $10^4$  м/с), что имеет принципиальное значение при создании быстродействующих магнитооптических приборов.

Магнитооптические материалы, подобно электрооптическим средам, используются для создания приборов, управляющих параметрами светового пучка. К числу таких приборов относятся магнитооптические модуляторы, дефлекторы и затворы. На рис. 8.31 представлена схема простейшего радиочастотного модулятора, функционирующего на основе эффекта Фарадея. Магнитооптический кристалл, изготовленный в форме цилиндра или тонкого диска, располагают между поляризатором и анализатором света, развернутыми друг относительно друга по азимуту на угол  $\pi/2$  или  $\pi/4$ . Переменное магнитное поле, создаваемое намагничивающей катушкой, приводит к периодическому изменению угла вращения плоскости поляризации света. С помощью анализатора получаемая фазовая модуляция преобразуется в амплитудную.

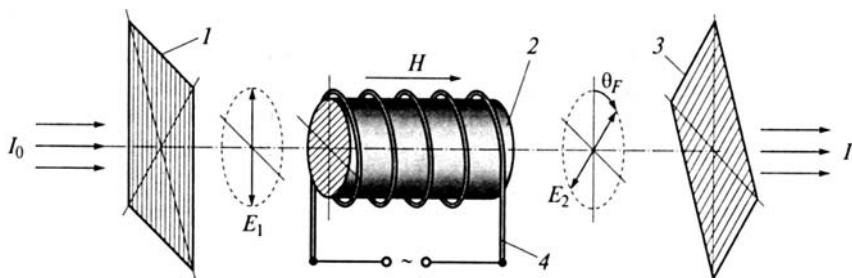


Рис. 8.31. Схема радиочастотного модулятора на основе эффекта Фарадея:  
1 — поляризатор; 2 — магнитооптический кристалл; 3 — анализатор; 4 — намагничивающая обмотка

Максимальная чувствительность системы к управляющему полю достигается при взаимном развороте поляроидов на угол  $\pi/4$ . Образец магнитооптического кристалла вырезается таким образом, чтобы направление светового пучка совпадало с осью легкого намагничивания вещества. Быстродействие прибора зависит от таких параметров активной среды, как коэрцитивная сила, намагниченность насыщения и скорость движения доменных границ.

Если перемагничивание материала происходит путем смещения доменных границ, то предельные частоты модуляции обычно ограничиваются значениями в несколько десятков мегагерц (за исключением случаев аномально высоких скоростей движения доменных границ, встречающихся в ортоферритах).

**Материалы нелинейной оптики.** Если в электрооптических материалах используется зависимость показателя преломления от напряженности внешнего электрического поля, то применение нелинейных оптических сред основано на зависимости показателя преломления от напряженности электрического поля самой световой волны. Нелинейность оптических сред по отношению к интенсивности падающего излучения проявляется лишь при действии мощных световых пучков, которые формируются лазерными источниками. В лазерном пучке напряженность поля световой волны достигает  $10^7 \dots 10^8$  В/м, что сравнимо с внутренними полями в веществе.

Материалы нелинейной оптики применяются для генерации гармоник лазерного излучения, параметрического усиления, смещения и преобразования частот оптического сигнала. Основной причиной появления нелинейных оптических эффектов является нелинейная поляризация среды. При этом на оптических частотах доминирующую роль играет электронная поляризация. В слабых световых полях связанный электрон, совершающий колебания под действием электромагнитной волны, можно рассматривать как

линейный осциллятор. Следствием этого является линейная связь между поляризацией и полем и сохранение формы гармонической волны при ее распространении в диэлектрической среде. Иными словами, колеблющийся электрон переизлучает электромагнитную волну на той же частоте, что и волна поляризации.

В сильных световых полях падающее излучение создает нелинейную поляризацию, т. е. возникают гармоники более высокого порядка. В частности, выход второй гармоники определяется соотношением

$$P_i^{2\omega} = \chi_{ikl} E_k^\omega E_l^\omega,$$

где  $\chi_{ikl}$  — компоненты тензора нелинейной диэлектрической восприимчивости среды.

При высоких напряженностях поля диэлектрическая восприимчивость, как и диэлектрическая проницаемость материала, уже не являются константами по отношению к поляризующему воздействию.

Вследствие нелинейной поляризации отклик элементарного атомного осциллятора по форме не будет совпадать с падающей волной, т. е. переизлученное поле также будет содержать гармоники более высокого порядка. Тензор нелинейной диэлектрической восприимчивости, определяющий выход второй гармоники, отличен от нуля лишь для тех кристаллов, которые не имеют центра симметрии, т. е. проявляющих пьезоэлектрические свойства. Однако какой-либо корреляции между значениями коэффициентов  $\chi_{ikl}$ , определяющих выход второй гармоники, и модулей пьезоэлектрического эффекта  $d_{ikl}$  не существует.

Среди всех нелинейных эффектов генерация второй гармоники представляет наибольший практический интерес. Возбуждаемая волна второй гармоники черпает свою энергию через волну поляризации. Для эффективной перекачки энергии от основной волны во вторую гармонику необходимо выполнить *условие синхронизма*, т. е. обеспечить равенство фазовых скоростей для обеих возбуждаемых мод. Совершенно очевидно, что фазовая синхронизация может быть достигнута лишь при выравнивании показателей преломления света на основной частоте и частоте второй гармоники ( $n_\omega = n_{2\omega}$ ).

В области нормальной дисперсии показатель преломления всегда возрастает с ростом частоты (см. подразд. 6.1), поэтому условие синхронизма не может быть выполнено при использовании изотропных сред. В анизотропных средах показатель преломления зависит не только от частоты, но и от поляризации волны. Поэтому выравнивание показателей преломления для излучений с различными частотами можно осуществить путем использования волн с различной поляризацией. Однако необходимы оптически однородные кристаллы с ярко выраженной анизотропией. Так, в оп-

тически отрицательных кристаллах с большим двулучепреломлением условие фазового синхронизма принимает вид

$$n_{\omega}^0 = n_{2\omega}^e, \quad (8.10)$$

т. е. в определенных направлениях, задаваемых углом  $\theta$ , как показано на рис. 8.32, показатель преломления обыкновенного луча на исходной частоте  $n_{\omega}^0$  равен показателю преломления необыкновенного луча  $n_{2\omega}^e$  на частоте второй гармоники. В одноосных кристаллах совокупность направлений синхронизма образует в пространстве конус с вершиной в центре индикатрисы и углом разворота  $2\theta$ . Угол синхронизма легко вычислить через главные значения показателей преломления оптической индикатрисы с помощью уравнения

$$(n_{2\omega}^e)^{-2} \sin^2 \theta + (n_{2\omega}^0)^{-2} \cos^2 \theta = (n_{2\omega}^0)^{-2}. \quad (8.11)$$

Например, в кристаллах KDP для падающего излучения с  $\lambda = 1,06$  мкм направление синхронизма образует угол  $40^\circ$  с направлением оптической оси, а у кристаллов ниобата лития он составляет  $90^\circ$ .

Направления синхронизма оказываются неодинаковыми для разных частот. Поэтому плохая монохроматичность источника излучения сильно снижает выход второй гармоники (рис. 8.33, a). При распространении света вдоль направления синхронизма интенсивность второй гармоники возрастает пропорционально квадрату длины кристалла и квадрату интенсивности возбуждающей волны.

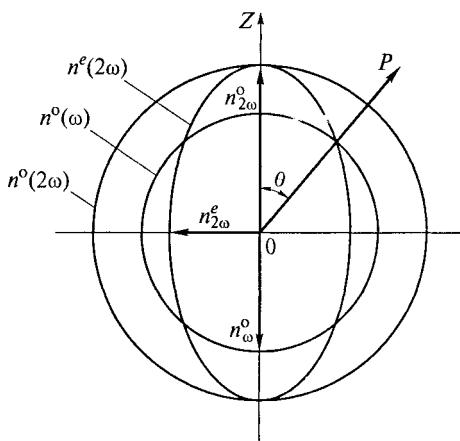


Рис. 8.32. Угловая зависимость показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в оптическом отрицательном кристалле для двух различных частот ( $0P$  — направление синхронизма)

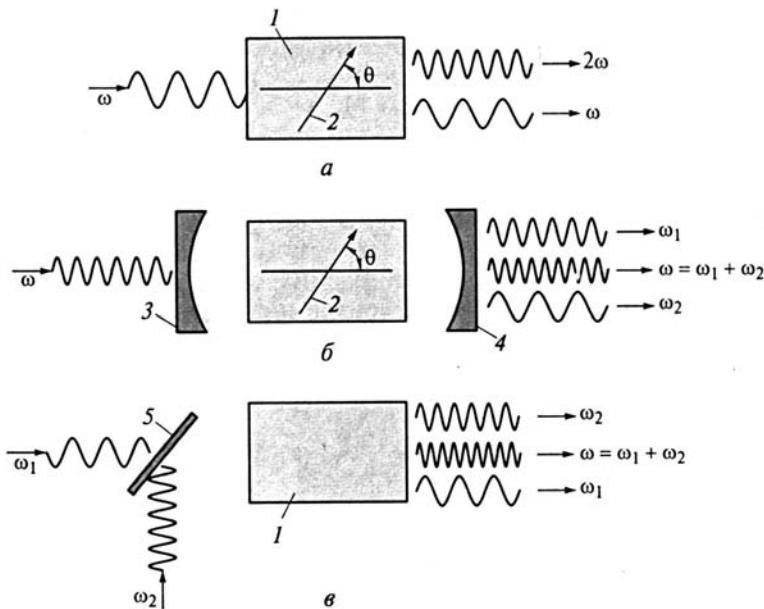


Рис. 8.33. Преобразование частоты излучения с помощью кристаллов нелинейной оптики:

*а* — генерация второй гармоники; *б* — параметрическая генерация; *в* — смешение суммарных частот; 1 — нелинейная среда; 2 — оптическая ось; 3, 4 — зеркала резонатора; 5 — полупрозрачное зеркало;  $\theta$  — угол синхронизма

Нелинейные оптические среды помимо генерации второй гармоники позволяют также осуществить плавное преобразование частоты излучения лазера. Для общего случая взаимодействия излучений трех частот, удовлетворяющих соотношению

$$\omega_h = \omega_1 + \omega_2, \quad (8.12)$$

условие волнового синхронизма принимает вид

$$\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad (8.13)$$

где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\omega_h$  — частота излучения накачки.

Учитывая, что  $\hbar\mathbf{k}$  (где  $\hbar = h/2\pi$ ) — это импульс фотона, выражение (8.13) следует понимать как закон сохранения импульса для фотонов, участвующих во взаимодействии. Соответственно формула (8.12) в этом случае отражает закон сохранения энергии — за счет фотона с энергией  $\hbar\omega_h$  появляются два новых фотона с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Если нелинейный кристалл, возбуждаемый мощной волной накачки с частотой  $\omega_h$ , поместить в открытый резонатор, настроенный на собственные частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , то при соблюдении условий синхронизма на выходе системы можно на-

блюдать излучение на обеих частотах одновременно (рис. 8.33, б). Это явление получило название *параметрической генерации света*. Начальные колебания на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , необходимые для возбуждения генерации, всегда присутствуют в резонаторе как собственные флюктуации.

Генерируемые частоты определяются выбором направления распространения взаимодействующих волн. Фиксируя частоту накачки  $\omega_n$  и поворачивая нелинейный кристалл в резонаторе, можно получить генерацию на плавно перестраиваемых частотах.

Если в нелинейной среде мощное излучение накачки  $\omega_n$  смешивается с преобразуемым излучением на частоте  $\omega_1$ , то на выходе преобразователя можно наблюдать излучение с частотой  $(\omega_1 + \omega_n)$ . Такое преобразование получило название *смещения*, или генерации суммарных частот (рис. 8.33, в). Оно обусловлено процессами многофотонного поглощения, когда вместо нескольких поглощенных квантов испускается один с более высокой энергией.

Практическое использование материалов нелинейной оптики позволило существенно расширить возможности управления спектром излучения лазеров промышленного назначения. С помощью нелинейных оптических эффектов удается осуществить дискретную и непрерывную перестройку длины волн наименее эффективных лазерных источников в пределах всего оптического диапазона спектра — от УФ-излучения ( $\lambda = 0,2$  мкм) до сверхдальнего ИК-диапазона ( $\lambda = 30$  мкм), смыкающегося с микроволновым. Наибольшее распространение в качестве рабочих и задающих генераторов получили твердотельные лазеры на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом (ИАГ: Nd), и лазеры на неодимовом стекле. Все они излучают в области  $\lambda = 1,06$  мкм. Освоен промышленный выпуск таких лазеров с приставками из нелинейных преобразовательных сред для генерации 2, 3, 4 и 5-й гармоник (с излучением длины волны 0,53, 0,35, 0,26 и 0,21 мкм соответственно).

Наиболее часто в качестве генераторов второй гармоники используются кристаллы KDP, DKDP, ADP, CDA ( $\text{CsH}_2\text{AsO}_4$ ), DCDA ( $\text{CsD}_2\text{AsO}_4$ ), KTP ( $\text{KTiOPO}_4$ ), БАНАН ( $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ ),  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiIO}_3$ . Достоинствами первых пяти веществ в этом ряду, как отмечалось ранее, являются их относительная дешевизна и простота технологического цикла. Однако они требуют «деликатного» обращения и обязательной защиты от воздействия внешней среды, включая герметизацию и термостатирование. При максимальной оптимизации параметров всего тракта преобразования излучения в импульсном режиме удается достигать эффективности преобразования во вторую гармонику до 80 %.

Для создания генераторов второй гармоники, работающих в непрерывном режиме генерации, по совокупности свойств наиболее подходящими материалами являются кристаллы барий-на-

трийниобата (БАНАН) и калий-титанилфосфата (КТР). Практически достигнутые мощности непрерывного зеленого излучения второй гармоники неодимовых лазеров ( $\lambda = 0,53$  мкм) достигают 25 Вт. Каскадный принцип генерации 4-й гармоники излучения лазеров на неодиме используется при создании технологических установок ультрафиолетовой литографии ( $\lambda = 0,26$  мкм). Такая литография обеспечивает значительное повышение плотности интеграции в производстве полупроводниковых сверхбольших интегральных схем (СБИС) и микропроцессоров.

Параметрические генераторы света на различных нелинейных кристаллах позволяют в сумме перекрыть спектральный диапазон от 0,4 до 14 мкм. Этот диапазон может быть расширен при использовании эффекта генерации разностных частот. Для параметрической генерации в основном используются те же нелинейные среды, которые применяются для удвоения частоты. При работе в импульсном и непрерывном режимах эффективность преобразования энергии накачки достигает 50 и 30 % соответственно. Наилучшие результаты параметрического преобразования удается получать при возбуждении нелинейной среды из ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) излучением от лазера ИАГ: Nd. В таком параметрическом генераторе достигнута плавная перестройка длины волны выходного излучения в интервале 0,5...3,7 мкм.

Оптическую нелинейность удалось выявить и у некоторых органических кристаллов. Они имеют сложный молекулярный «дизайн», их получают методом программируемого химического синтеза. В качестве примера можно назвать полимерные кристаллы полидиацитилена, у которых квадратичная оптическая нелинейность примерно в пять раз выше, чем у кристаллов ниобата лития. Недостатками нелинейных органических сред являются малая прочность и плохие теплофизические свойства. Поэтому их используют в виде тонкопленочных волноводных структур, в которых обеспечивается эффективный теплоотвод через подложку.

## 8.6. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

*Лазер* (Light amplification by stimulated emission of radiation — laser) представляет собой источник оптического когерентного излучения, характеризующегося высокой направленностью и большой плотностью энергии.

В основе принципа действия лазеров лежит открытое А. Эйнштейном явление *вынужденного (стимулированного) излучения*. Оно заключается в практически одновременном испускании согласованных по частоте и направлению электромагнитных волн (фотонов) огромным числом атомов (или молекул) под действием внешнего электромагнитного поля. Первые приборы на основе вынуж-

денного излучения были созданы в 1950-х гг. независимо и почти одновременно в СССР академиками Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым и в США группой ученых во главе с Ч. Таунсом.

Твердотельными называются лазеры, в которых активной средой служит кристаллический или аморфный диэлектрик, равномерно легированный активными ионами, называемыми *активаторами люминесценции*. Все процессы излучения и поглощения света связаны с переходами электронов между уровнями активных ионов, при этом диэлектрическая матрица играет пассивную роль. Тип активного иона в основном определяет спектр излучения твердотельного лазера. (Полупроводники тоже являются твердыми телами, но для полупроводниковых лазеров характерен рекомбинационный механизм генерации излучения, поэтому их не принято называть твердотельными, см. подразд. 4.6.)

Устройство твердотельного лазера схематично показано на рис. 8.34, а. Его основными элементами, помимо активной среды (рабочего тела), являются оптический резонатор, система оптической накачки и отражатель для повышения эффективности возбуждения. Рабочее тело лазера изготавливают, как правило, в виде цилиндрического стержня, торцевые поверхности которого обрабатывают с высокой степенью гладкости. Параллельность торцов выдерживают с точностью нескольких угловых секунд. Для возбуждения активных ионов применяют оптическую накачку с помощью мощных газоразрядных ламп. Наиболее часто для этих целей используются ксеноновые лампы, реже — криптоновые, аргоновые и ртутные. Отражатель в форме эллиптического цилиндра по-

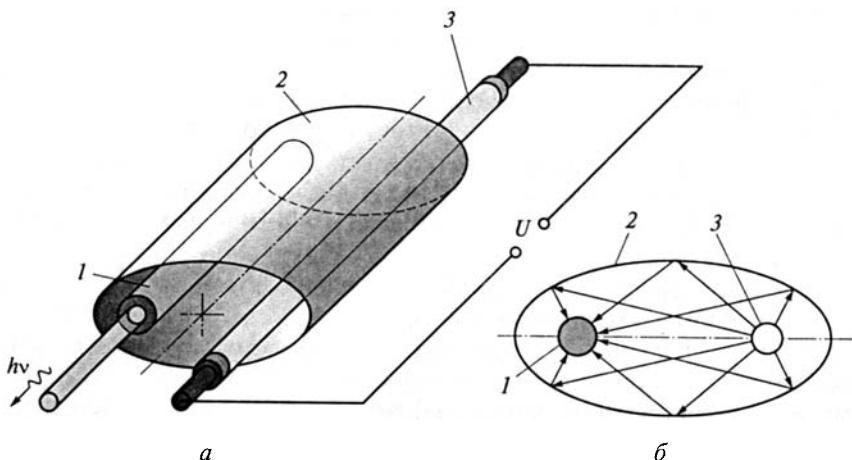


Рис. 8.34. Схема устройства твердотельного лазера (а) и фокусировка световых лучей с помощью эллиптического цилиндрического отражателя (б):

1 — рабочее тело; 2 — отражатель; 3 — лампа накачки

зволяет сконцентрировать излучение лампы на рабочем теле лазера. Для достижения максимального эффекта накачки ось лампы и рабочего стержня совмещают с фокальными линиями отражательной системы (рис. 8.34, б). В маломощных лазерах непрерывного действия в качестве источника накачки могут быть использованы полупроводниковые инжекционные источники света.

Из радиотехники известно, что необходимым условием работы любого генератора является наличие положительной обратной связи, т.е. часть энергии колебаний должна поступать с выхода генератора на его вход.

В лазерах на твердых диэлектриках положительная обратная связь осуществляется резонатором, который выполняется в виде двух плоскопараллельных зеркал. Одно из них полупрозрачно для вывода излучения из активного элемента. Отражающие поверхности резонатора иногда совмещают с торцами рабочего стержня.

Несмотря на то что матрица не участвует в процессах генерации колебаний, многие физические свойства активной среды определяются именно матрицей. Поэтому вещества кристаллической или стеклообразной основы должно удовлетворять ряду требований:

- неактивированная матрица должна быть оптически прозрачной как для излучения накачки, так и излучения активных ионов, вводимых в матрицу;
- вещество основы должно обладать высокой теплопроводностью, чтобы эффективно рассеивать энергию, выделяющуюся при безызлучательных переходах;

• матрица должна быть оптически однородной. Механические напряжения, различные микровключения, пузырьки, границы зерен увеличивают пороговую мощность генерации, вызывают паразитное поглощение и рассеяние энергии. Вследствие этого увеличивается расходимость лазерного луча, ослабляется его интенсивность;

• материал основы должен обладать высокой нагревостойкостью и механической прочностью, чтобы выдерживать тепловые перегрузки при высокой плотности излучения накачки и генерации;

• матрица должна быть устойчива к действию ультрафиолетового излучения ламп накачки;

- материал должен быть технологичен, т.е. доступен для массового производства цилиндрических стержней необходимых размеров; увеличение размеров рабочего тела позволяет повысить мощность излучения лазера;

• структура кристаллической решетки матрицы должна допускать введение активатора в заданной концентрации.

Перечисленным требованиям в той или иной мере удовлетворяют высокотемпературные кислородные соединения (простые

оксиды и соединения с комплексными анионами), фториды различных металлов, а также силикатные, боратные, калийфосфатные и фторбериллатные стекла. Основу последних составляет  $\text{BeF}_2$ . Сведения о наиболее распространенных диэлектрических матрицах систематизированы в табл. 8.3.

Основные требования к активатору сводятся к следующему.

1. Ионы активатора должны иметь широкие полосы поглощения и узкие линии люминесценции. Чем шире полоса оптического поглощения, тем большая часть излучения накачки используется для возбуждения активных ионов. Однако чем меньше ширина линий люминесценции, тем выше характеристики лазерного излучения и тем меньше мощность, требуемая для накачки. Желательно также, чтобы частота возбуждающего (поглощающего) излучения не очень сильно превышала частоту лазерного излучения. В противном случае значительная часть поглощаемой энергии будет расходоваться на нагрев кристаллической решетки.

2. Активатор должен создавать возбужденные метастабильные уровни, т. е. уровни с большим временем жизни, на которых можно накопить значительное число электронов. При этом время жизни электронов на метастабильных уровнях должно определяться в основном излучательными оптическими переходами.

3. Ионы активатора должны вводиться в матрицу без нарушения ее оптической однородности, механической прочности и термостойкости.

В качестве активных ионов используются исключительно элементы переходной группы и редкоземельные элементы, содержащие внутренние незастроенные  $3d$ - и  $4f$ -электронные оболочки. Глубоко расположенные электроны внутренних орбит экранируются внешними оболочками от электростатического взаимодействия с соседними ионами кристаллической решетки. Это приводит к слабому расщеплению внутренних уровней и обеспечивает высокую монохроматичность излучения лазера. В подавляющем большинстве случаев активирование осуществляют трехвалентными ионами  $\text{Nd}^{3+}$ , при этом в различных матрицах генерация излучения наблюдается приблизительно в одинаковом спектральном диапазоне вблизи  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$  (см. табл. 8.3).

Твердотельные лазеры могут работать как в *непрерывном*, так и в *импульсном* режимах. В непрерывном режиме могут работать только некоторые типы активных сред. Импульсный режим может быть реализован во всех лазерах или в варианте свободной генерации (при импульсной накачке стержня), или в варианте генерации одиночных импульсов большой энергии — так называемый режим модулированной добротности. В последнем случае для управления работой лазера внутрь резонатора вводят оптический затвор, который можно переключать из открытого состояния в зак-

Таблица 8.3

## Свойства некоторых диэлектриков, используемых в твердотельных лазерах

Название материала	Состав	Активатор	Концентрация активатора, мол.%	Длина волны генерации, мкм	Теплопроводность, Вт/(м·К)	Максимальный КПД, %
Рубин	$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	$\text{Cr}^{3+}$	0,05	0,694	42	1 ... 3
Иттрий-алюминиевый гранат	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	$\text{Nd}^{3+}$	1 ... 3	1,06	13	4
Алюминат иттрия	$\text{YAlO}_3$	$\text{Nd}^{3+}$	3	1,06	11	1
Гадолиний-скандий-галлиевый гранат	$\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$	$\text{Cr}^{3+}$	1	2,0	7	—
Флюорит	$\text{CaF}_2$	$\text{Dy}^{2+}$	0,02	1,42	—	2
Силикатное стекло (баритовый крон)	$\text{BaO} - \text{K}_2\text{O} - \text{SiO}_2$	$\text{Nd}^{3+}$	2 ... 6	1,058	1,3	8
Фосфатное стекло	$\text{K}_2\text{O} - \text{P}_2\text{O}_5$	$\text{Nd}^{3+}$	2 ... 6	1,06	1,0	—

рытое, или наоборот. В качестве затвора используют электрооптическую ячейку или акустооптический дефлектор (см. подразд. 8.5).

Одним из наиболее освоенных материалов лазерной техники является рубин. Именно на рубине в 1960 г. американским физиком Т. Мейманом был создан первый твердотельный лазер. Рубинами называют кристаллы  $\alpha$ -корунда ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), в которых часть ионов алюминия замещена ионами хрома. Количество хрома определяется цветом рубина. В лазерной технике используются розовые рубины с содержанием  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  около 0,05 мас. %, что соответствует объемной концентрации ионов хрома  $1,6 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ . При содержании оксида хрома более 0,5 мас. % рубин приобретает красную окраску. Чистые кристаллы  $\alpha$ -корунда оптически прозрачны в диапазоне 0,17...6,5 мкм.

Кристаллы рубина обладают оптической анизотропией и имеют почти кубическую симметрию, несколько искаженную вдоль одной из пространственных диагоналей, в результате чего истинная симметрия кристаллов понижается до ромбоэдрической. При этом ось симметрии третьего порядка совпадает с оптической осью кристалла. Ценными качествами рубина являются высокая механическая прочность и хорошая теплопроводность. По теплопроводности кристаллы  $\alpha$ -корунда уступают лишь таким оксидам, как  $\text{BeO}$  и  $\text{MgO}$ .

Ионы хрома создают в широкой запрещенной зоне рубина систему энергетических уровней (рис. 8.35), которые существенно отличаются от уровней энергии в свободных атомах хрома из-за действия электростатического внутрикристаллического поля.

Лазер на рубине излучает на длине волны 0,694 мкм (красный свет). Генерация излучения происходит по трехуровневой схеме.

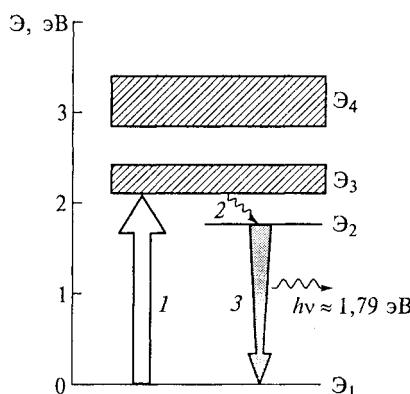


Рис. 8.35. Диаграмма энергетических уровней ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в рубине:  
1 — оптическая накачка; 2 — безызлучательный переход (релаксация); 3 — вынужденное испускание (излучение)

Уровень  $\mathcal{E}_1$  на рис. 8.35 соответствует основному, т. е. невозбужденному состоянию хрома. Уровни, расположенные выше  $\mathcal{E}_1$ , характеризуют возбужденное состояние ионов активатора. Широкая полоса  $\mathcal{E}_3$  используется для поглощения излучения накачки. Генерация когерентного излучения связана с оптическими переходами  $\mathcal{E}_2 \rightarrow \mathcal{E}_1$ .

При возбуждении внешним светом электроны из основного состояния  $\mathcal{E}_1$  переходят в полосу  $\mathcal{E}_3$ , а затем за очень короткое время ( $\sim 10^{-8}$  с) безызлучательным путем переходят на уровень  $\mathcal{E}_2$ . Избыточная энергия идет на нагрев кристаллической решетки. Уровень  $\mathcal{E}_2$  является метастабильным, т. е. характеризует возбужденное состояние с достаточно большим временем жизни ( $\sim 10^{-3}$  с). Это приводит к накоплению электронов на уровне  $\mathcal{E}_2$  и созданию *инверсной населенности*, что необходимо для генерации вынужденного излучения.

Если возвращение электрона в основное состояние происходит самопроизвольно (спонтанно) то различные активные ионы излучают неодновременно и независимо. Поэтому излучаемые электромагнитные волны не согласованы по фазе. Случайный характер имеет не только момент испускания фотона, но и направление его распространения. В результате спонтанное излучение оказывается некогерентным и несфокусированным в пространстве.

Однако активный ион может перейти в основное состояние не спонтанно, а вынужденно, под действием электромагнитной волны, если только частота этой волны соответствует частоте перехода  $v = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/h$ . Образно говоря, такая резонансная волна «раскачивает» электрон на метастабильном уровне и ускоряет его переход в состояние с меньшей энергией. Вероятность вынужденного перехода пропорциональна интенсивности «вынуждающего» излучения. Особенность вынужденного испускания состоит в том, что излучаемый при электронном переходе «новорожденный» фотон по своим параметрам абсолютно неотличим от вызвавших переход первичных фотонов: он имеет те же частоту и фазу, то же направление распространения.

Двойное преобразование энергии (электричество — свет — когерентное излучение) практически исключает достижение высокого коэффициента полезного действия твердотельных лазеров. Положение осложняется тем, что источники накачки имеют размытый спектр и возбуждение активных ионов происходит лишь в небольшой части этого спектра. В лучших рубиновых лазерах в режиме свободной импульсной генерации эффективность преобразования энергии достигает 3 %.

Рубин обладает высокой температурой плавления ( $2040^{\circ}\text{C}$ ) и в технологическом отношении является весьма сложным материалом. Наиболее часто промышленные кристаллы рубина выращивают по методу Вернейля (пламенного плавления). Главным дос-

тоинством этого метода является отсутствие тигля. Тщательно измельченный порошок оксида алюминия с добавкой  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  подается тонкой струйкой с помощью вибратора в зону пламени кислородно-водородной горелки. Проходя через пламя, частички порошка оплавляются и в виде капелек оседают на затравку, образуя «шапку» расплава. При медленном опускании затравки расплав выходит из фокуса пламени газовой горелки и кристаллизуется. Для непрерывного протекания процесса надо строго согласовать скорость подачи шихты и опускания затравки. Полученный таким образом кристалл обязательно подвергается тщательному отжигу для снятия больших внутренних напряжений. Типичные скорости кристаллизации таким методом составляют 1...2 см/ч.

Высококачественные кристаллы рубина могут быть получены и методом вытягивания из расплава на ориентированную затравку. В этом случае расплав удерживают с помощью иридевого тигля, а разогрев осуществляют индукционным путем токами высокой частоты.

Наиболее часто выращивают кристаллы, у которых оптическая ось образует угол 90 или 60° с осью цилиндрического стержня. Для применения в лазерах необходимы оптически однородные рубиновые стержни диаметром 0,6...2 см и длиной 10...20 см.

Основные недостатки рубинового лазера: большая пороговая энергия накачки и сравнительно невысокий КПД — обусловлены трехуровневой схемой его работы. Доказано, что условие инверсной населенности энергетических уровней легче всего выполнить в четырехуровневой квантовой системе. Такую систему уровней создают в диэлектрической матрице трехвалентные ионы неодима. Генерация с участием ионов  $\text{Nd}^{3+}$  наблюдалась более чем в 100 различных оптических средах, однако для применения в твердотельных лазерах по совокупности оптических, теплофизических и эксплуатационных свойств наилучшими материалами оказались кристаллы иттрий-алюминиевого и гадолиний-скандий-галиевого гранатов, а также некоторые оксидные стекла (см. табл. 8.3). Все среды, легированные неодимом, излучают примерно на одинаковой длине волны, близкой к  $\lambda = 1,06$  мкм. Как показано на рис. 8.36, в энергетическом спектре таких материалов между метастабильным уровнем  $\mathcal{E}_3$  и основным уровнем  $\mathcal{E}_1$  (соответствующим невозбужденному состоянию активного иона) имеется промежуточный рабочий уровень  $\mathcal{E}_2$ , который расположен выше основного, так что  $(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1) \gg kT$ . При термодинамическом равновесии степень заполнения уровней  $\mathcal{E}_2$  электронами очень мала. Поэтому при оптической накачке, сопровождающейся переходами  $\mathcal{E}_1 \rightarrow \mathcal{E}_4$ , легко получить состояние с инверсной населенностью.

Кристаллы иттрий-алюминиевого граната (ИАГ) имеют кубическую симметрию, оптически изотропны и прозрачны в спектральном диапазоне 0,2...4 мкм. Легирование неодимом приводит

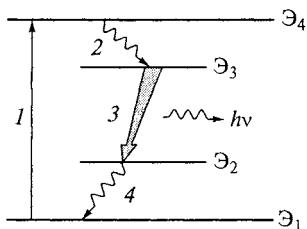


Рис. 8.36. Оптические переходы в четырехуровневой квантовой системе:  
1 — оптическая накачка; 2, 4 — релаксация;  
3 — индуцированное испускание

к появлению характерных достаточно узких полос в спектрах оптического поглощения и люминесценции кристаллов.

Низкая пороговая энергия возбуждения при комнатной температуре, высокая механическая прочность, температурная стойкость и достаточно хорошая теплопроводность дают возможность применять этот материал в лазерах, работающих как в непрерывном, так и в импульсном режимах с большой частотой повторения вспышек (до 100 МГц). Мощность излучения лазеров на ИАГ: Nd<sup>3+</sup> в непрерывном режиме может достигать 1 кВт с одного активного элемента, а при генерации одиночных импульсов мощность в импульсе доходит до десятков мегаватт. По мощности излучения и значению КПД лазеры на ИАГ: Nd<sup>3+</sup> конкурируют с мощными технологическими лазерами на углекислом газе, отличаясь от последних существенно меньшими габаритными размерами и более удобной для применения длиной волны излучения.

Несмотря на близкие размеры ионов Y<sup>3+</sup> и Nd<sup>3+</sup> растворимость последних в решетке ИАГ ограничена. При содержании неодима в гранате более 1,5 ат. % наблюдаются значительные деформационные искажения структуры, снижается оптическая однородность кристаллов, начинает проявляться концентрационное тушение люминесценции.

В спектре поглощения ИАГ: Nd<sup>3+</sup> наиболее интенсивные полосы наблюдаются вблизи длин волн 0,58, 0,75 и 0,81 мкм. Для накачки используются ксеноновые и криптоновые лампы, а также галогенные светильники с добавками щелочных металлов. Благодаря низкому порогу генерации для накачки стержней ИАГ: Nd<sup>3+</sup> с успехом применяются инжекционные лазеры на GaAs ( $\lambda = 0,88$  мкм) или высокоэффективные светодиоды на основе системы Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с таким значением  $x$ , которое обеспечивает максимум в спектре излучения при  $\lambda = 0,81$  мкм.

При накачке газоразрядными лампами в стержне ИАГ: Nd<sup>3+</sup> поглощается не более 7...8 % световой мощности. Остальная часть излучения находится вне полос поглощения активных ионов и в конечном счете переходит в тепловые потери. Переход от традиционных способов накачки к полупроводниковым излучателям позволяет повысить КПД лазеров на ИАГ: Nd<sup>3+</sup> с 1 до 4...5 %, а также существенно уменьшить их габаритные размеры.

Недостатком всех кристаллов, активированных редкоземельными элементами, и в частности неодимом, является отсутствие широких полос поглощения. Для повышения эффективности ламповой накачки в некоторых лазерах используют эффект сенсибилизации. В этих случаях в кристаллическую матрицу наряду с активными ионами вводят ионы другого элемента, называемого сенсибилизатором люминесценции. Роль сенсибилизаторов сводится к уширению полос оптического поглощения. В дальнейшем энергия накачки, поглощенная ионами сенсибилизатора, резонансным безызлучательным путем или каким-либо иным способом передается ионам активатора. Наиболее часто в качестве сенсибилизатора используют ионы  $\text{Cr}^{3+}$ . Для эффективной передачи энергии требуется обеспечить согласование энергетических уровней взаимодействующих ионов. В кристаллах ИАГ система уровней ионов  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Cr}^{3+}$  не в полной мере удовлетворяет условию резонанса, поэтому эффект сенсибилизации выражен относительно слабо. Наибольший выигрыш от совместного легирования удается получить в кристаллах гадолиний-скандийгаллиевых гранатов (ГСГГ). В этом случае скорость передачи энергии от ионов  $\text{Cr}^{3+}$  к ионам  $\text{Nd}^{3+}$  почти в 20 раз выше, чем в кристаллах ИАГ.

Интерес к кристаллам ГСГГ усиливается также возможностью создания на их основе лазеров с перестраиваемой длиной волны. Перестройка возможна лишь в материалах, имеющих широкие интенсивные полосы люминесценции. В кристаллах ГСГГ, активированных хромом (ионами  $\text{Cr}^{3+}$ ), с помощью селективных резонаторов удается изменять длину волны генерации в пределах 0,742...0,842 мкм при сохранении КПД на уровне 1...2 %. Для этих же целей используются кристаллы александрита ( $\text{BeAl}_2\text{O}_4 : \text{Cr}^{3+}$ ), изумруда ( $\text{Be}_3\text{Al}_2\text{Si}_6\text{O}_{18} : \text{Cr}^{3+}$ ), сапфира ( $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Ti}^{3+}$ ).

Наряду с кристаллическими диэлектриками в лазерной технике широко используются активные среды на стеклянной основе с примесью редкоземельных элементов. Достоинства и недостатки лазерных стекол были рассмотрены в подразд. 7.5. Следует лишь добавить, что кроме силикатных стекол, активированных неодимом, в квантовой электронике нашли применение и фосфатные стекла, допускающие эффективную сенсибилизацию. На основе фосфатных стекол формируют так называемые концентрированные лазерные среды, в которых содержание активных ионов в 30—40 раз выше, чем в традиционных материалах. К числу таких застеклованных концентрированных сред относятся тетрафосфат неодима-калия  $\text{KNdP}_4\text{O}_{12}$ , иначе называемый калий-неодимфосфатным стеклом (КНФС), тетрафосфат неодима-лития  $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$ , пентафосфат неодима  $\text{NdP}_5\text{O}_{14}$ . Содержание активных ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в этих стеклах превышает значение  $3 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$ . Несмотря на это концентрационное тушение люминесценции оказывается очень незначительным, а время жиз-

ни метастабильного состояния ионов  $Nd^{3+}$  сохраняется достаточно долгим.

Эффективное поглощение излучения накачки, обусловленное высокой концентрацией активных ионов, открывает принципиальные возможности создания на основе концентрированных активных сред миниатюрных твердотельных лазеров (минилазеров) с повышенным коэффициентом полезного действия, доходящим до 15 %. Естественно, что в качестве источников накачки в этом случае необходимо использовать полупроводниковые лазеры или светодиоды, спектр излучения которых максимально согласован со спектром поглощения ионов  $Nd^{3+}$ . В принципе для оптической накачки таких минилазеров можно использовать и солнечное излучение, если его сконцентрировать на активном элементе с помощью оптической системы.

Лазеры находят широкое применение в системах оптической локации, в телевидении, информационно-измерительной технике, в голограмических системах записи объемных изображений. С помощью лазеров осуществляют дальнюю космическую связь, определяют содержание примесей и вредных веществ в атмосфере, контролируют чистоту поверхности морей и океанов. В медицине лазерный луч используют в качестве скальпеля при проведении различных хирургических операций, а также в качестве фотокоагулятора для остановки кровотечений. С помощью твердотельных лазеров удается быстро и безболезненно приваривать отслоившуюся сетчатку глаза к глазному дну.

Фокусировка лазерного пучка в световое пятно диаметром порядка длины волны излучения позволяет получать плотность оптической мощности, превышающую плотность мощности при ядерном взрыве. Эта особенность лазерного излучения используется для реализации различных технологических процессов, связанных с локальной обработкой оптически непрозрачных материалов: импульсная сварка, плавление, сверление отверстий, пайка, разметка, резание, отжиг и др. Например, лазерная доводка обеспечивает высокую точность подгонки под номинал параметров резисторов и конденсаторов. Путем лазерного вплавления металлов в полупроводники формируют высококачественные омические контакты с малым контактным сопротивлением. Достоинства лазерной обработки — отсутствие непосредственного контакта обрабатываемого изделия с инструментом, возможность обработки труднодоступных объектов, кратковременность воздействия, возможность автоматизации процессов.

Весьма эффективно применение лазеров в производстве интегральных схем (изготовление фотошаблонов, локальная диффузия, лазерное скрайбирование, заварка корпусов ИС и др.). Широко применяется лазерный отжиг полупроводниковых структур в целях снижения плотности точечных дефектов. Лазерная сварка

позволяет легко соединять металлы со стеклом или керамикой, а лазерное испарение используют для получения тонких пленок различных веществ (например, пленок ВТСП, см. подразд. 3.4). В зависимости от вида обработки и свойств материала используют излучение с вполне определенными энергетическими и временными характеристиками.

## 8.7. ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ

*Жидкими кристаллами* (ЖК) называются такие вещества, которые находятся в мезоморфном (промежуточном) состоянии между изотропной жидкостью (ИЖ) и твердым кристаллическим телом (ТК). С одной стороны, они обладают текучестью, способностью находиться в каплевидном состоянии, а с другой — для них характерна анизотропия свойств и, прежде всего, оптическая анизотропия.

Малость межмолекулярных сил, а также анизотропия молекуллярной поляризуемости обеспечивают упорядоченную структуру жидких кристаллов и являются основной причиной сильной зависимости свойств от внешних факторов (температуры, давления, электрического поля и др.). Эта зависимость, в свою очередь, открывает богатые возможности при разработке индикаторных устройств различного назначения.

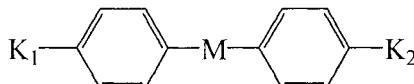
Жидкие кристаллы были открыты в 1888 г. австрийским ботаником Ф. Рейнитцером. Однако широкое практическое применение они нашли сравнительно недавно. Специфика жидких кристаллов заключается в ограниченном температурном интервале существования *мезофазы* (т. е. жидкокристаллического состояния). Последовательность фазовых переходов при нагревании вещества можно представить следующей схемой:

твёрдое тело  $\xrightarrow{T_{\text{пл1}}}$  жидкий кристалл  $\xrightarrow{T_{\text{пл2}}}$  изотропная жидкость

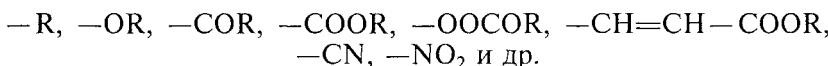
Во всех случаях переход в мезоморфное состояние сопровождается выделением или поглощением скрытой теплоты превращения. При этом удельная теплота плавления жидкого кристалла в изотропную жидкость намного меньше теплоты плавления твердого кристалла. Тем не менее и в том и в другом случаях наблюдается скачкообразное изменение объема вещества, т. е. происходит фазовый переход первого рода.

Жидкокристаллическое состояние образуют в основном органические вещества с удлиненной палочкообразной формой молекул. Чем больше отношение длины молекул к ее поперечному размеру, тем шире температурный интервал существования мезофазы. Значительную часть жидких кристаллов составляют соедине-

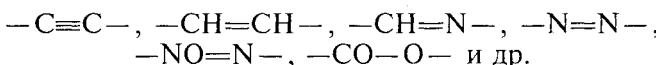
ния ароматического ряда, т. е. соединения, молекулы которых содержат бензольные кольца. Структуру молекул таких ароматических мезогенных соединений можно представить обобщенной формулой следующего вида:



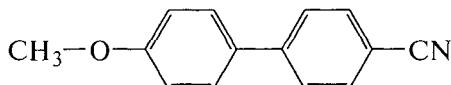
где под  $\text{M}$  понимается мостиковая группа, а символами  $\text{K}_1$  и  $\text{K}_2$  обозначены концевые отрезки молекулярных цепей, включающие в себя алкилные радикалы  $\text{R}$  ( $\text{CH}_3$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5$ ,  $\text{C}_3\text{H}_7$ , ...,  $\text{C}_n\text{H}_{2n+1}$ ). Наиболее часто концевые ветви имеют следующий состав:



Что касается мостиковых групп, то в мезогенных молекулах их может быть одна или несколько, причем группы могут иметь как одинаковый, так и различный состав. В большинстве случаев в качестве соединительных мостиков используют следующие сочтания атомов:

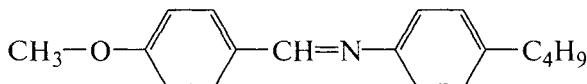


Наряду с этим мезофазу могут образовывать молекулы, которые совсем не имеют мостиковых групп. К числу таких веществ относятся, например, цианзамещенные бифенилы



Длина концевых алкилных цепочек влияет на температурный интервал  $\Delta T_{\text{ЖК}}$  существования мезофазы. Как правило, максимально большим интервалам  $\Delta T_{\text{ЖК}}$  соответствует длина алкилных ветвей в четыре—шесть атомов углерода. Мостиковые группы существенно влияют на температуру изотропного фазового перехода (т. е. на  $T_{\text{пп}}$ ). Бензольные кольца сообщают необходимую жесткость длинномерным молекулам.

В настоящее время известно более 3 000 органических соединений, способных существовать в мезоморфном состоянии. Среди них есть и такие вещества, у которых интервал  $\Delta T_{\text{ЖК}}$  включает комнатную температуру. Примером подобного вещества служит *n*-метоксибензилиден-*n'*-*n*-бутиланилин (МББА):



По признаку общей симметрии все жидкие кристаллы подразделяются на три вида: смектические, нематические и холестерические.

Смектическая фаза характеризуется слоистым строением (рис. 8.37, *a*). Центры тяжести удлиненных молекул находятся в слоях, равноудаленных друг от друга на расстояние 3...4 нм. В каждом слое молекулы ориентированы параллельно в результате упругого дисперсионного взаимодействия. Текучесть обеспечивается лишь взаимным скольжением слоев, поэтому вязкость среды достаточно велика.

Существует несколько видов смектических жидких кристаллов, различающихся по типу упаковки молекул в слоях. Наиболее часто встречаются упаковки типа *A* и *C*. В модификации *A* молекулы в каждом слое расположены перпендикулярно плоскости слоя, а трансляционный порядок внутри слоя отсутствует. В смектических ЖК типа *C* молекулы имеют определенный наклон к плоскости

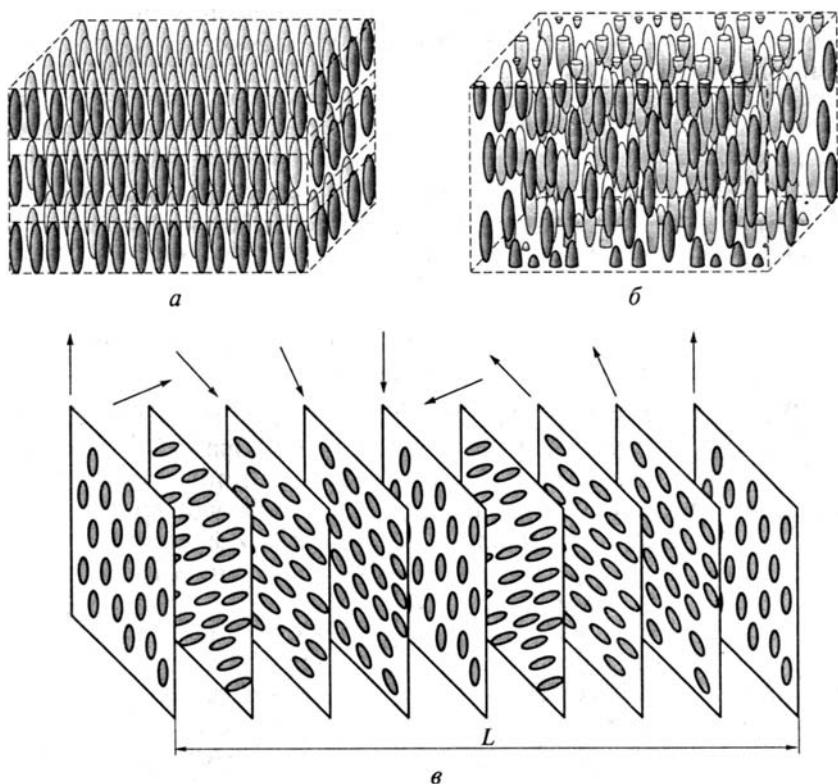


Рис. 8.37. Схематическое изображение строения жидких кристаллов:  
*а* — смектические; *б* — нематические; *в* — холестерические

слоя. Из-за большой вязкости смектические ЖК не получили широкого применения в технике.

В нематической фазе длинные оси молекул ориентированы вдоль одного общего направления, называемого нематическим директором. Однако центры тяжести молекул расположены неупорядоченно, так что возникает симметрия более низкого порядка, чем у смектических кристаллов (рис. 8.37, б). При таком строении вещества возможно взаимное скольжение молекул вдоль нематической оси.

Характер структурной упорядоченности мезофазы зависит от степени полярности молекул. Установлено, что мезогенные молекулы, не обладающие дипольным моментом, обычно образуют смектическую фазу. При введении в молекулы полярных заместителей (например, групп  $-\text{CN}$  или  $-\text{CO}-$ ) повышается температура фазовых переходов и стимулируется формирование нематической мезофазы.

При отсутствии внешних ориентирующих воздействий топология нематического жидкого кристалла оказывается достаточно сложной. Ориентационный порядок в мезофазе не распространяется на весь объем, а выдерживается лишь в пределах некоторых областей, называемых *доменами*. Под микроскопом можно наблюдать множество дефектов в виде тонких извилистых нитей. Отсюда произошло и название кристаллов, поскольку в переводе с греческого «нема» означает нить. В дальнейшем эти извилистые нити получили название *дисинклинаций*. Они представляют собой места нарушения оптической однородности среды, поскольку в окрестности дисинклинаций происходит изменение ориентации молекулярных осей. На рис. 8.38 точками *A* и *B* обозначены места выхода дисинклинаций на поверхность (сами дисинклинации проходят перпендикулярно плоскости рисунка). Как видно из рис. 8.38, вблизи дисинклинаций ориентация молекул изменяется с параллельной по отношению к оси *Z* на перпендикулярную.

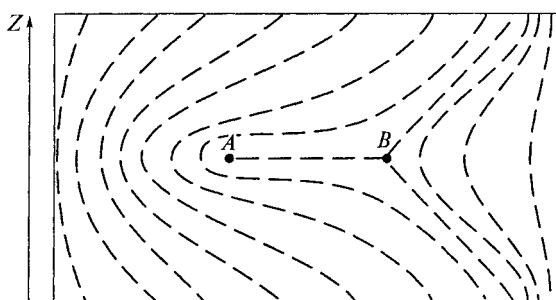


Рис. 8.38. Изменение ориентации молекул нематического жидкого кристалла в окрестности дисинклинаций (обозначены точками *A* и *B*)

Подобно дислокациям дисинклинации взаимодействуют между собой, т. е. могут притягиваться и отталкиваться, а также перемещаться и аннигилировать под действием внешних сил. Например, если области *A* и *B* сближаются, то дисинклинации уничтожают друг друга и получается однородная ориентация молекул.

Для достижения однородной ориентации на жидкий кристалл воздействуют электрическим или магнитным полями. Нематическим жидким кристаллам свойственна диамагнитная анизотропия, и в магнитном поле длинные оси молекул выстраиваются антипараллельно магнитному потоку. В тонких слоях однородную ориентацию молекул получают за счет сил сцепления мезофазы с подложкой.

Смектические жидкие кристаллы даже в очень сильных магнитных полях не образуют ориентированных слоев вследствие большой вязкости. Однако если вещество перевести в состояние изотропного расплава, а затем охлаждать в магнитном поле, то можно получить однородную смектическую fazу.

Холестерическая фаза на молекулярном уровне похожа на нематическую. Однако вся ее структура дополнительно закручена вокруг оси винта, перпендикулярной молекулярным осям. В результате получается слоистая винтовая структура с шагом спирали *L* порядка 300 нм (рис. 8.37, *в*). Такая фаза ведет себя по отношению к падающему излучению подобно интерференционному фильтру, т. е. световые лучи испытывают селективные отражения. Явление во многом аналогично дифракции рентгеновских лучей на кристаллических решетках твердых тел. Однако масштабы здесь совсем иные: поскольку периоды холестерической спирали составляют сотни нанометров, длины волн  $\lambda$ , удовлетворяющие условию Вульфа — Брэгга, соответствуют видимой области спектра:

$$2L \sin \theta = m\lambda,$$

где  $\theta$  — угол падения лучей; *m* — порядок дифракционного максимума.

Если плоский слой холестерического жидкого кристалла освещать белым светом, то в отраженном свете он будет казаться окрашенным, причем окраска может изменяться в зависимости от угла наблюдения.

Шаг винтовой спирали сильно зависит от внешних воздействий. При изменении температуры изменяется расстояние между молекулярными слоями, соответственно изменяется длина волны  $\lambda_0$  максимального рассеяния при заданном угле наблюдения. В результате получается цветовой термометр, который нашел различные применения. Изменение цвета текстуры при изменении температуры называют *термохромным эффектом*. Наблюдаемый цвет практически не зависит от толщины ЖК.

Обычно с понижением температуры происходит смещение максимума отражения в более длинноволновую область. Однако имеются и некоторые исключения из этого правила. Термооптические свойства холестерических ЖК, как правило, обнаруживают высокую воспроизводимость даже после большого числа циклов нагрев—охлаждение.

Если холестерическая структура освещается монохроматическим светом, то при постоянном угле наблюдения изменяется интенсивность рассеянного света. На этом принципе возможно создание очень чувствительных датчиков температуры. Подбирая различные по составу вещества, можно осуществить измерения температуры в пределах от  $-40$  до  $+250$   $^{\circ}\text{C}$ . Температурный диапазон изменения цветности ограничен интервалом существования мезофазы, который можно регулировать, используя многокомпонентные смеси холестерических жидкых кристаллов, в пределах от нескольких десятков градусов до  $0,01$   $^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, с помощью жидкокристаллических индикаторов можно зарегистрировать изменения температуры в тысячные доли градуса. Цветовые термоиндикаторы с успехом применяются для целей технической и медицинской диагностики. Они позволяют очень просто получить картину теплового поля в виде цветовой диаграммы. Например, нанося ЖК-пленку на печатные электронные схемы, можно по цветовой диаграмме обнаружить места плохого контакта. Аналогичным образом путем визуализации термограмм удается исследовать однородность состава и толщины диэлектриков, детектировать скрытые дефекты в отливках, места плохой адгезии в слоистых материалах и композициях. Дифференцированная реакция на температуру холестерических ЖК позволяет определять границы подкожных опухолей, выявлять различные воспалительные процессы в организме. Этот же принцип используется для визуализации ИК-излучения и полей СВЧ. В частности, таким способом можно производить юстировку ИК-лазеров, исследовать их модовую структуру.

Для управления световым лучом и для визуального отображения информации наибольший практический интерес представляют электрооптические эффекты в нематических жидких кристаллах. Как и в сегнетоэлектриках, весь объем нематического жидкого кристалла разбивается на небольшие области — домены, различающиеся направлением преимущественной ориентации, вследствие чего возникает оптическая неоднородность среды и наблюдается сильное рассеяние света. Такой жидкий кристалл в отраженном и проходящем свете представляется мутным. Для практического использования требуются тонкие однородно ориентированные слои. При этом различают гомогенную (горизонтальную) и гомеотропную (вертикальную) ориентации молекул относительно подложек, которые изготавливают из стекла. Требуемая ориента-

ция достигается специальной обработкой поверхности стеклянных подложек (травление, натирание, скрайбирование, осаждение органических и неорганических покрытий и др.) или введением поверхностно-активных веществ в мезофазу.

По электрическим свойствам нематические жидккие кристаллы относятся к группе полярных диэлектриков с невысоким удельным сопротивлением ( $\rho = 10^8 \dots 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ), значение которого можно легко регулировать растворением диссоциирующих ионных соединений. Важными характеристиками нематических жидких кристаллов являются *оптическая* и *диэлектрическая анизотропии*. Мерой оптической анизотропии служит разность  $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ , где  $n_{\parallel}$  и  $n_{\perp}$  — показатели преломления для световой волны, электрический вектор которой параллелен или перпендикулярен направлению преимущественной ориентации молекул (соответственно необыкновенный и обыкновенный лучи).

В типичных случаях  $\Delta n \approx 0,3$ , т. е. однородно ориентированные нематические структуры ведут себя подобно оптически положительным одноосным кристаллам. Такое поведение нематиков объясняется анизотропией их электронной поляризуемости, которая максимальна в направлении длинных молекулярных осей.

Мерой диэлектрической анизотропии служит величина

$$\Delta \epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp},$$

где  $\epsilon_{\parallel}$  и  $\epsilon_{\perp}$  — диэлектрические проницаемости, измеренные вдоль и поперек направления преимущественной ориентации молекул.

В соответствии со знаком  $\Delta \epsilon$  различают положительную и отрицательную диэлектрическую анизотропии. Она является результатом наложения двух механизмов поляризации: электронного смещения и ориентации диполей. Знак диэлектрической анизотропии зависит от того, какая поляризация преобладает. При этом следует иметь в виду, что в слабом электрическом поле дипольные молекулы нематической фазы могут легко поворачиваться вокруг продольной молекулярной оси и с большим трудом — вокруг поперечной оси, так как для такого поворота требуется преодолеть силы дисперсионного взаимодействия между молекулами. Поворот диполей вокруг коротких (поперечных) осей может происходить лишь при воздействии сильного электрического поля. При определении знака диэлектрической анизотропии следует измерять начальную диэлектрическую проницаемость, т. е. использовать слабые поля.

Положительная анизотропия проявляется в веществах, молекулы которых имеют дипольные моменты, направленные вдоль молекулярных осей. У таких ЖК в слабых полях определяющей оказывается электронная поляризация, индуцируемая в направлении нематического директора. Если же дипольные моменты молекул перпендикулярны их длинным осям, то жидкий кристалл обладает отрицательной диэлектрической анизотропией. В этом

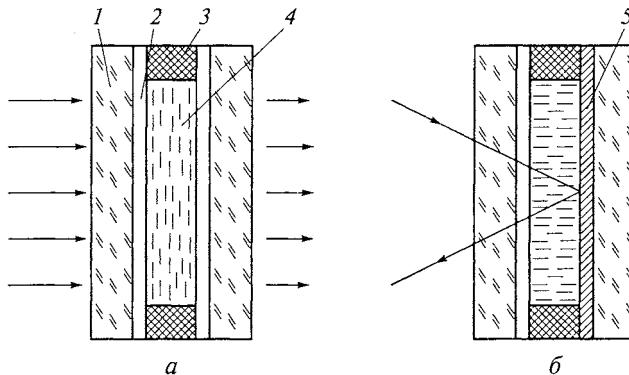


Рис. 8.39. Электрооптическая ячейка на жидкких кристаллах:

*а* — работа на просвет (гомогенная ориентация молекул); *б* — работа на отражение (гомеотропная ориентация молекул); 1 — стеклянные подложки; 2 — прозрачные электроды ( $\text{SnO}_2$ ); 3 — диэлектрические герметизирующие прокладки; 4 — жидкий кристалл; 5 — непрозрачный (отражающий) электрод

случае в слабых полях дипольная поляризация, перпендикулярная молекулярным осям, преобладает над электронной поляризацией вдоль длинных осей молекул.

В сильных электрических полях молекулы нематиков с положительной  $\Delta\epsilon$  всегда принимают гомеотропную ориентацию, т.е. ориентацию в направлении поля. Наоборот, в этих же условиях для нематиков с отрицательной диэлектрической анизотропией характерна гомогенная ориентация, т.е. молекулы своими длинными осями располагаются перпендикулярно направлению поля.

Рассмотренные свойства нематических жидкких кристаллов используются в электрооптических ячейках для управления световым потоком. Конструкция такой ячейки схематично показана на рис. 8.39. Между двумя стеклянными пластинами, разделенными диэлектрическими прокладками, находится слой жидкого кристалла толщиной 5...30 мкм. На внутренние поверхности подложек наносятся прозрачные управляющие электроды. Ячейка может работать как на просвет (рис. 8.39, *а*), так и в отражающем режиме (рис. 8.39, *б*). В последнем случае один из электродов выполняют непрозрачным.

При создании устройств отображения информации на жидкких кристаллах наиболее широкое применение находят эффект динамического рассеяния света и полевой «твист»-эффект (раскрутка нематической фазы), а также эффект «гость — хозяин», используемый для управления цветом ячейки.

*Динамическое рассеяние света* наблюдается в жидкких кристаллах с отрицательной диэлектрической анизотропией и невысоким удельным сопротивлением (порядка  $10^6 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ). Исходному

состоянию соответствует гомеотропная ориентация молекул (см. рис. 8.39, б). Благодаря внутренней упорядоченности ячейка прозрачна для падающего света. Под действием внешнего напряжения происходит поворот диполей (их электрический момент перпендикулярен длинным осям молекул) и ориентация изменяется на гомогенную (см. рис. 8.39, а). Одновременно сильное электрическое поле инициирует поток ионов, который нарушает упорядоченное статическое расположение молекул. При выравнивании молекулярных осей по направлению движения ионов происходят локальные изменения показателя преломления, т.е. нарушается оптическая однородность среды, возникают рассеивающие свет центры. Внешне это проявляется помутнением ячейки.

В типичных случаях при толщине ячейки около 10 мкм пороговое напряжение составляет 4...6 В. При увеличении напряжения выше порогового интенсивность светорассеяния, а соответственно, и контрастность оптического отклика, возрастают (рис. 8.40, а). Геометрия высвечиваемого знака задается формой электрода. При отключении поля ячейка возвращается в исходное прозрачное состояние.

Эффект динамического рассеяния света проявляется как на постоянном, так и переменном напряжениях низкой частоты. Критическая частота обратно пропорциональна времени релаксации пространственного заряда  $\tau = \epsilon_0 \epsilon_r$  и в зависимости от материала составляет  $10^2 \dots 10^4$  Гц. Электрохимические реакции между жидкокристаллическим веществом и материалом электродов являются причиной постепенной деградации ячеек (потери контраста). Однако при использовании переменного напряжения процессы электролиза удается в значительной мере ослабить и довести срок службы индикаторов до десятков тысяч часов.

Для наблюдения полевых (ориентационных) электрооптических эффектов необходимо использовать нематические жидкие кристаллы с повышенным удельным сопротивлением (не менее

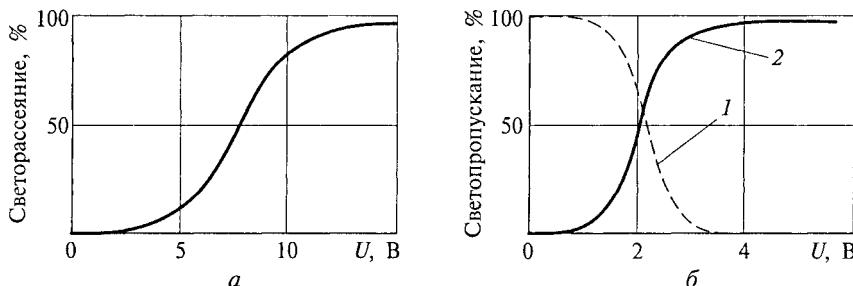


Рис. 8.40. Вольт-контрастные характеристики эффекта динамического рассеяния света (а) и полевого «твист»-эффекта (б):  
1 — поляроиды скрещены (толщина ячейки 10 мкм); 2 — поляроиды параллельны

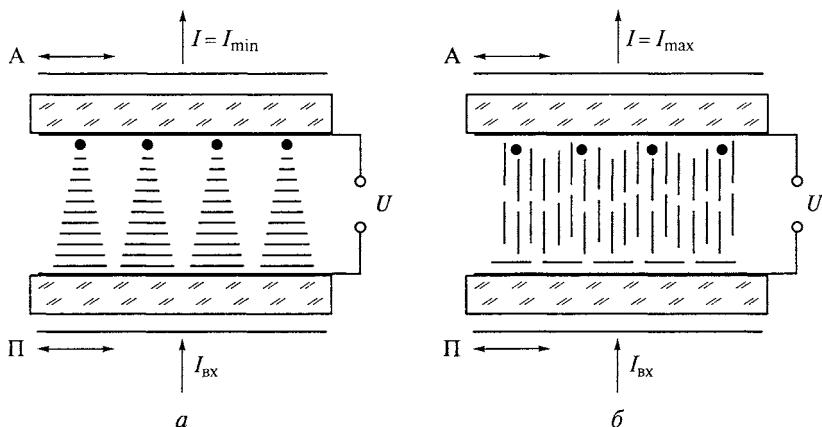


Рис. 8.41. Схема «твист»-эффекта в нематических жидкких кристаллах:  
 $a$  — исходное состояние ячейки ( $U = 0$ );  $b$  — возбужденное состояние ( $U > U_{\text{нор}}$ ). Стрелки указывают направление поляризации света, создаваемой поляроидными пластины

$10^9 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ). Только в этом случае можно подавить вихревые потоки жидкости, индуцируемые ионной электропроводностью.

Полевой «твист»-эффект проявляется в жидкких кристаллах с положительной диэлектрической анизотропией. Соответствующей обработкой подложек добиваются гомогенной ориентации молекул с закручиванием текстуры по азимуту на угол  $90^\circ$ . В результате слой жидкого кристалла становится оптически активным, т. е. способным поворачивать плоскость поляризации входящего света на четверть оборота. На рис. 8.41,  $a$  гомогенная винтовая структура изображена в форме клиньев, каждый из которых представляет собой совокупность проекций удлиненных молекул на плоскость чертежа.

При наложении внешнего поля с напряжением, больше некоторого порогового значения, благодаря положительной диэлектрической анизотропии происходит раскручивание спиральной структуры и ориентация молекулярных осей по направлению поля (рис. 8.41,  $b$ ). При гомеотропной ориентации молекул оптическая активность текстуры исчезает, поскольку свет распространяется вдоль оптической оси. Помещая на входе и выходе ячейки поляроидные пластины (поляризатор  $\Pi$  и анализатор  $A$ ), модуляцию поляризации света преобразуют в амплитудную. Изменением напряжения на электродах можно регулировать светопропускание оптической ячейки, т. е. интенсивность  $I$  выходящего светового потока (см. рис. 8.40,  $b$ ). При параллельном расположении поляроидов области, возбужденные полем, обладают максимальным светопропусканием. В случае скрещенных поляроидов контраст изменяется

няется на противоположный, т. е. наблюдатель видит темные (возбужденные) области на светлом фоне.

По физической сущности процессов, протекающих в ЖК-ячейке под действием электрического поля, к рассмотренному «твист»-эффекту очень близок эффект Фредерикса, иначе называемый *эффектом регулируемого двойного лучепреломления*. В случае однородной гомеотропной ориентации молекул жидкий кристалл оптически изотропен и не обладает двойным лучепреломлением при распространении света вдоль молекулярных осей. Если такую ячейку поместить между двумя скрещенными поляроидами, то интенсивность проходящего света будет минимальна.

При отрицательной диэлектрической анизотропии внешнее электрическое поле стремится изменить ориентацию молекул на гомогенную. Силы дисперсионного взаимодействия препятствуют этому процессу. Угол поворота молекул возрастает по мере приближения к середине ЖК-слоя, так как ослабевает ориентирующее влияние подложки. Деформация текстуры вызывает оптическую активность ячейки (рис. 8.42, *а*). Благодаря инициируемому двойному лучепреломлению появляется оптическая разность хода между обычным и необыкновенным световыми лучами, обладающими эллиптической поляризацией (см. подразд. 8.5). В результате возрастает световой поток, пропускаемый электрооптической ячейкой. С увеличением прикладываемого напряжения объем переориентированной фазы возрастает, соответственно этому возрастет и двойное лучепреломление, определяющее прозрачность ячейки.

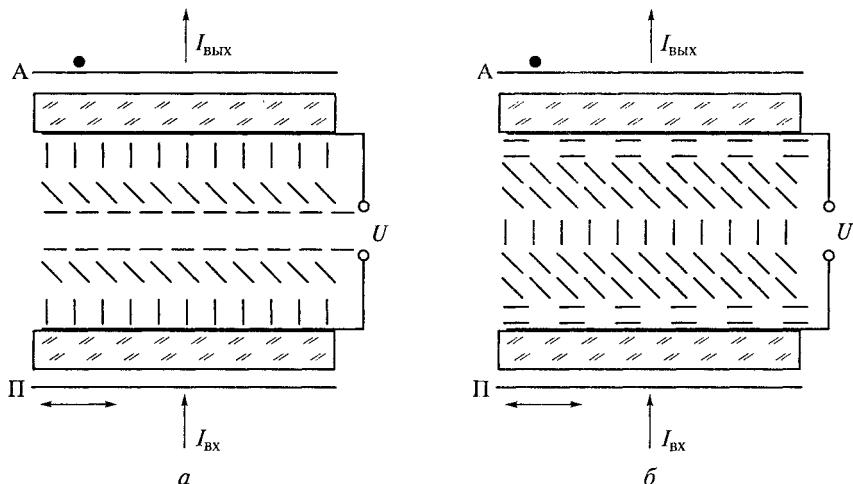


Рис. 8.42. Схема эффекта регулируемого двойного лучепреломления (эффект Фредерикса) при отрицательной (*а*) и положительной (*б*) анизотропии в нематическом жидкокристалле

Для получения цветных изображений в жидкий кристалл с положительной диэлектрической анизотропией вводят молекулы красителя, которые также имеют удлиненную палочкообразную форму и благодаря упругому дисперсионному взаимодействию ориентируются параллельно молекулам мезофазы. Спектр поглощения молекул красителя является функцией их ориентации относительно направления поляризации падающего света. Поглощение максимально, если длинные оси молекул параллельны колебаниям электрического вектора световой волны (рис. 8.43, *а*). Внешнее поле изменяет статическую ориентацию молекул, соответственно изменяются спектр поглощения линейно поляризованного света и обусловленный им цветовой контраст электрооптической ячейки (рис. 8.43, *б*). Количественной мерой цветового контраста является разность показателей поглощения  $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ .

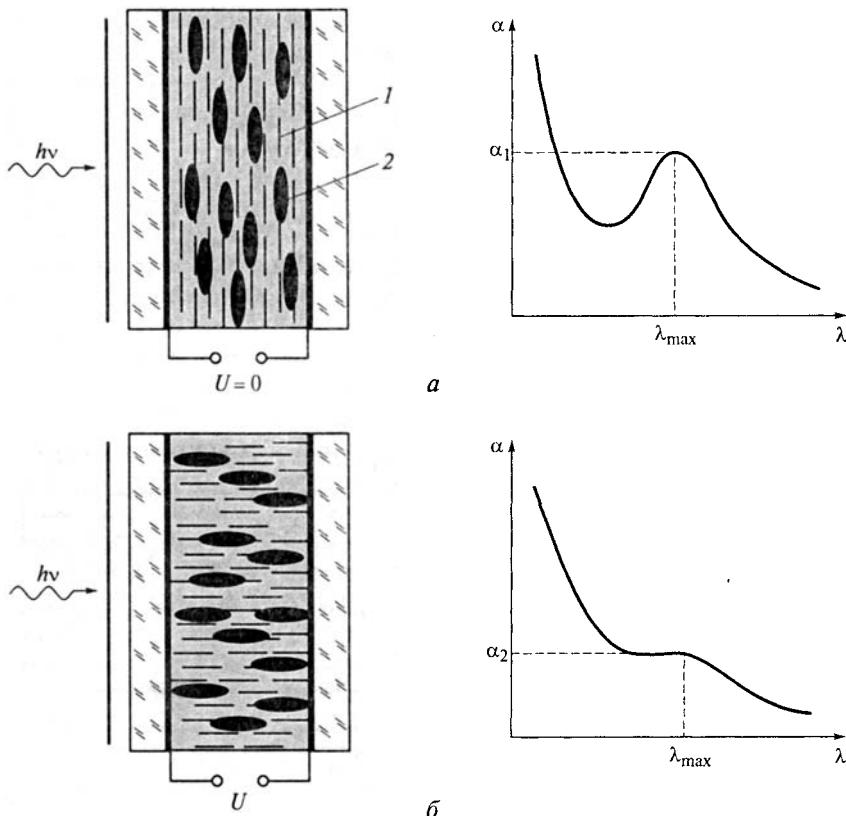


Рис. 8.43. Электронное управление цветом нематического жидкого кристалла с помощью плеохроического красителя:  
*а* — исходное состояние ячейки; *б* — возбужденное состояние; 1 — молекулы нематика; 2 — молекулы красителя

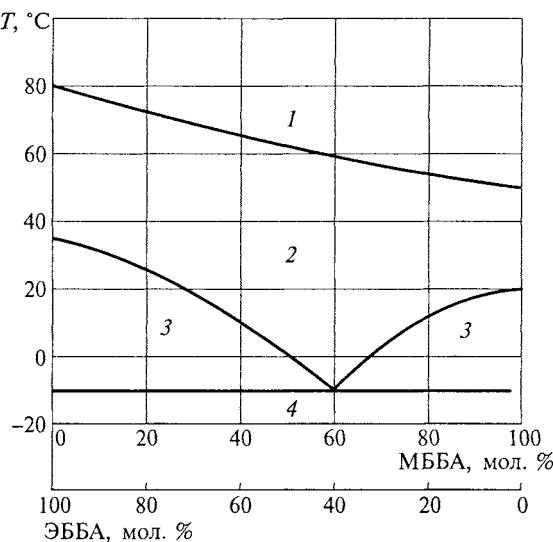


Рис. 8.44. Фазовая диаграмма бинарной смеси нематических соединений МББА ( $C_{18}H_{21}NO$ ) и ЭББА ( $C_{19}H_{23}NO$ ):

1 — изотропная жидкость; 2 — нематическая фаза; 3 — двухфазная область (ЖК + твердая фаза); 4 — твердая кристаллическая фаза

Электронное управление цветом мезофазы часто образно называют *эффектом «гость — хозяин»*.

Жидкие кристаллы, используемые в электронике, обычно представляют собой смесь двух или нескольких соединений. В смешанных системах удается получить более широкий температурный интервал существования мезофазы за счет понижения температуры кристаллизации в окрестности эвтектических составов. На рис. 8.44 показано влияние состава бинарной смеси, составленной из соединений МББА (*n*-метоксибензилиден-*n*'-*n*-бутиланилин) и ЭББА (*n*-этоксибензилиден-*n*'-*n*-бутиланилин), на смещение температуры фазовых переходов. Как видно из рис. 8.44, эвтектическая смесь, состоящая из 60 мол. % МББА и 40 мол. % ЭББА, характеризуется наиболее широким температурным диапазоном существования нематической фазы (от  $-10$  до  $+60$   $^{\circ}$ C). Для специальных целей могут применяться вещества, сохраняющие нематическую фазу при температурах до  $300$   $^{\circ}$ C.

Основной областью применения нематических жидкких кристаллов являются устройства визуального отображения информации. К таким устройствам относятся цветные дисплеи персональных компьютеров, осциллографические экраны, крупноформатные табло, дорожные знаки, цифровые индикаторы для микротехнокалькуляторов, циферблаты электронных часов, цифровые и аналоговые индикаторы многих измерительных приборов как техни-

ческого, так и медицинского назначения. Кроме того, нематические жидкие кристаллы применяются в качестве разного рода модуляторов света и в устройствах нелинейной оптики, например в таких как преобразователи частоты и перестраиваемые лазеры на красителях. За немногими исключениями жидкие кристаллы способны эффективно изменять интенсивность, угловое распределение, фазу и спектральный состав проходящего через них излучения под влиянием электрического напряжения, тепловых или информационных воздействий.

Жидкокристаллические активноматричные дисплеи по качеству передаваемого изображения превзошли свои аналоги на вакуумных кинескопах. В таких дисплеях применяется принцип поочередного управления ЖК-ячейками с помощью прямоугольной сетки (матрицы) управляющих электродов. В каждый момент времени на одну из вертикальных и одну из горизонтальных управляющих шин (электродов) подается напряжение, адресованное конкретной ячейке, находящейся в перекрестии электродов. Для эффективной работы с компьютером необходимо не менее 64 000 ЖК-ячеек.

В цветных дисплеях на каждый пиксель приходится три ячейки и три фильтра основных цветов. Цветные дисплеи не способны работать от отраженного света, поэтому в них обязательно используют заднюю подсветку. В активноматричных дисплеях высокое качество изображения достигается благодаря применению тонкопленочных прозрачных транзисторов, которые выполняют функции персонального запирающего ключа для каждой ЖК-ячейки. С помощью электронного ключа каждая ячейка запоминает свое состояние при адресации управляющего напряжения.

Принципиальными недостатками устройств на жидких кристаллах являются невысокое быстродействие, сравнительно узкий интервал рабочих температур, а также подверженность процессам электро- и фотохимического старения. Следует также учитывать, что при понижении температуры возрастает вязкость жидкой среды. Пропорционально этому снижается быстродействие электрооптической ячейки, т.е. возрастает время возбуждения и затухания отображаемой информации.

## 8.8. ЭЛЕКТРЕТЫ

Электретом называется диэлектрик, длительное время сохраняющий электризованное состояние после окончания внешнего воздействия, вызвавшего электризацию. Термин «электрет» был впервые предложен в 1892 г. английским физиком О. Хевисайдом для обозначения веществ, являющихся электрическим аналогом постоянных магнитов. Первые электреты на основе воска и кани-

фоли были получены японским исследователем М. Егучи в 1919 г. Однако широкое практическое применение электреты получили с конца 1960-х гг. после открытия электретного эффекта в тонких пленках на основе органических полимеров.

Существует несколько способов получения электретов. Можно нагреть диэлектрик до некоторой температуры, а затем охладить его в постоянном электрическом поле, т. е. «заморозить» поляризованное состояние. Изготавляемые таким способом электреты называют *термоэлектретами*. Если электризуемые вещества обладают фотопроводимостью, то для формирования электретного состояния можно использовать световой поток. Получаемые при этом *фотоэлектреты* относительно стабильны в темноте, но быстро разряжаются при освещении. Фотоэлектретный эффект наблюдали в образцах серы, сульфидов цинка и кадмия, антрацена и в других веществах.

Электризация диэлектрика может быть осуществлена и без его нагревания или освещения, под действием только электрического поля. При этом напряженность поля задают настолько большой, что над поверхностью диэлектрика возникает газовый разряд, поскольку электрическая прочность газа ниже, чем у твердого диэлектрика.

Электроны и ионы из плазмы газового разряда бомбардируют поверхность диэлектрика, создают в нем структурные дефекты и образуют поверхностный заряд. Электризация диэлектрика облегчается при пониженном давлении газа в коронном разряде. Такие электреты называются *короноэлектретами*. Для коронирования используют электрод в виде иглы или ножа, а сам диэлектрик размещают на плоском заземленном электроде, как показано на рис. 8.45. Коронная электризация отличается простотой аппаратуры и высокой скоростью протекания процесса. Этот метод наиболее широко применяют для электризации полимерных пленок.

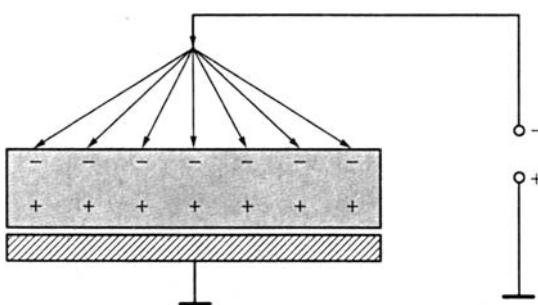


Рис. 8.45. Схема получения электрета в коронном разряде

Электретное состояние может быть сформировано и без участия внешнего электрического поля, путем механических воздействий или с помощью трибоэлектрического эффекта. Последний возникает при трении двух различных диэлектриков. Именно таким способом примерно 300 лет тому назад обнаружили существование электрических зарядов.

В зависимости от вида электризации получают электреты с зарядами одного или обоих знаков. В результате электризации появляются локальные макроскопические нарушения электрической нейтральности исходного материала. При этом, если по всему объему диэлектрика наблюдается избыток заряда только одного знака, то такой образец называют *моноэлектретом*. Его можно получить, например, с помощью трибоэффекта или при облучении заряженными частицами высокой энергии. На практике чаще имеют дело с *биполярными электретами*, у которых противоположные поверхности обладают разноименными по знаку зарядами.

Основными измеряемыми параметрами электретов являются электретная разность потенциалов  $U_3$  и эффективная поверхностная плотность заряда  $\sigma_3$ . Последняя соответствует такой плотности заряда на поверхности диэлектрика, которая создает  $U_3$  того же значения, что и реальные заряды, распределенные в объеме электрета. Электретная разность потенциалов может быть представлена в виде

$$U_3 = \int_0^L E_i dz,$$

где  $E_i$  — напряженность внутреннего электрического поля;  $L$  — толщина электрета.

Многочисленные экспериментальные факты свидетельствуют о том, что на каждой стороне биполярного электрета присутствуют заряды двух типов, называемые гомо- и гетерозарядами. В первом случае знак заряда совпадает с полярностью прилегающего

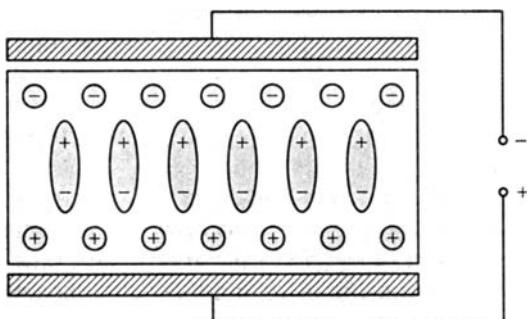


Рис. 8.46. Формирование гомо- и гетерозарядов в биполярном электрете

электрода, а во втором — противоположен ей (рис. 8.46). Механизм образования гомо- и гетерозарядов существенно различен. *Гомозаряд* формируется в результате инжекции носителей заряда с электродов или их адсорбции из разрядного промежутка. Перешедшие в диэлектрик заряды локализуются затем на глубоких ловушках и, как правило, определяют долговременную стабильность электретного эффекта. *Гетерозаряд* возникает за счет процессов релаксационной поляризации, т.е. в результате поворота диполей или смещения ионов внутри диэлектрика.

Поскольку поверхностные плотности гомо- и гетерозарядов (соответственно  $\sigma_{\text{гм}}$  и  $\sigma_{\text{гт}}$ ) имеют различные знаки, экспериментально измеряемая плотность поверхностного заряда электрета равна разности этих величин:

$$\Delta\sigma_{\text{э}} = \sigma_{\text{гм}} - \sigma_{\text{гт}}.$$

Преобладание того или иного заряда на поверхности зависит от природы диэлектрика и условий его электризации.

Установлено, что распределение гетерозаряда имеет объемный характер, а гомозаряд обычно локализуется в тонких приповерхностных слоях, толщина которых не превышает нескольких микрометров и уменьшается с понижением температуры электризации и напряженности электризующего поля  $E_{\text{зт}}$ .

При правильном выборе метода электризации электретное состояние может быть сформировано практически в любом диэлектрике с достаточно высоким удельным сопротивлением (не менее  $10^8 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ ). Поэтому не удивительно, что электретный эффект удавалось наблюдать как в органических, так и неорганических материалах, полярных и неполярных диэлектриках, в кристаллических и аморфных веществах, в керамике и стеклах, в объемных и пленочных образцах. Строгую классификацию диэлектриков по их способности образовывать электретное состояние произвести достаточно сложно.

В качестве примера неорганических электретных материалов можно назвать тикондовую керамику (на основе  $\text{MgTiO}_3$ ,  $\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{CaTiO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$  и др.). Однако наиболее широкое применение в электретных устройствах находят полимерные пленки. Подходящими материалами для этой цели оказываются такие полимеры, как политетрафторэтилен (ПТФЭ), полиэтилентерефталат, поликарбонат, полиметилметакрилат, поливинилфторид, поливинилиденфторид и др.

С течением времени заряд электретов изменяется обычно более быстро в первые часы после окончания электризации и относительно медленно в последующий период. Постепенная деградация электретного состояния обусловлена освобождением зарженных частиц, захваченных ловушками, разрушением остаточной поляризации, а также нейтрализацией объемных зарядов за счет

некоторой электропроводности диэлектрика. Для большинства электретов релаксация заряда может быть охарактеризована одной из трех зависимостей, представленных на рис. 8.47.

Если при электризации полярных органических диэлектриков напряженность электрического поля  $E_{\text{эл}}$  менее 5 МВ/м, то в большинстве случаев результатирующий эффект по знаку соответствует гетерозаряду, который монотонно спадает со временем, как показано на рис. 8.47, *а*. В полях с напряженностью поля более 10 МВ/м становятся возможными пробои в воздушном зазоре, а также инжекция с прилегающих металлических электродов. Результатом этих процессов является образование устойчивого гомозаряда в приповерхностных слоях электрета (рис. 8.47, *б*), слабо изменяющегося при хранении и эксплуатации диэлектрика. Возможен и промежуточный вариант (рис. 8.47, *в*), когда сразу после электризации материала преобладает гетерозаряд, но спустя некоторое время происходит частичное разупорядочение диполей, сопровождающееся инверсией знака измеряемой поверхностной плотности заряда, т.е. начальный гетерозаряд трансформируется в стабильный гомозаряд.

Рассмотренные закономерности позволяют заключить, что стабильная составляющая электретного состояния обусловлена гомозарядом. Последний вызывает поляризацию диэлектрика и поэтому с гомозарядом всегда связан некоторый гетерозаряд. Поверхностная плотность стабилизированного заряда, наблюдаемая у различных электретов, обычно составляет  $10^{-6} \dots 10^{-4}$  Кл/м<sup>2</sup>. Стабильность заряда у большинства электретов повышается при их нагревании в процессе электризации. Влияние подогрева связывают с генерацией дополнительных структурных дефектов, служащих глубокими ловушками, на которые захватываются носители заряда. На рис. 8.48 в качестве примера приведены данные по внут-

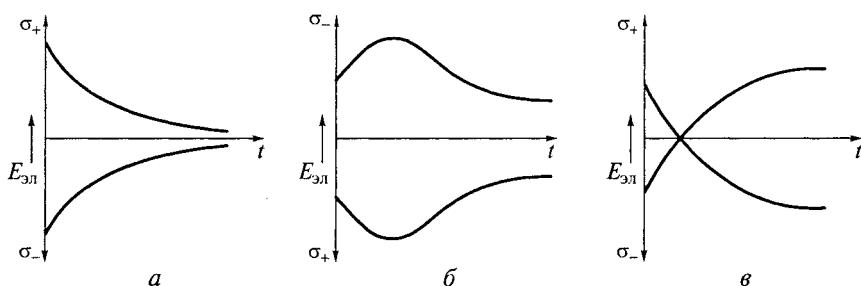


Рис. 8.47. Возможные варианты длительной релаксации электретного заряда:

*а* — после электризации в слабых полях (гетерозаряд); *б* — после электризации в сильных полях (гомозаряд); *в* — инверсия знака поверхностной плотности заряда

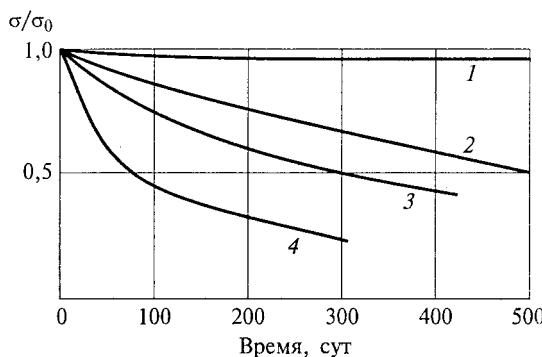


Рис. 8.48. Экспериментальные данные по внутренней релаксации гомозаряда в пленочных электретах в нормальных условиях:

1 — политетрафторэтилен,  $h = 50$  мкм; 2 — поликарбонат,  $h = 25$  мкм;  
3 — полипропилен,  $h = 20$  мкм; 4 — полиэтилентерефталат,  $h = 25$  мкм

ренной релаксации гомозаряда в пленочных электретах, протекающей в нормальных условиях, для ряда полимерных пленок, электризованных при нагревании. Отчетливо видно, что наиболее высокой стабильностью заряда обладают пленки из политетрафторэтиленов (ПТФЭ). Эти же пленки оказываются наиболее стабильными и в условиях повышенной влажности.

Период времени, в течение которого поверхностная плотность заряда уменьшается в  $e$  раз, принимают за время жизни электрета. Расчетное время жизни для электретов из ПТФЭ составляет не менее 200 лет. Для других диэлектриков оно может составлять от нескольких месяцев до десятков лет и зависит не только от свойств материала, но и от условий хранения электрета. Время жизни  $\tau$  быстро уменьшается с повышением температуры и влажности окружающей среды. Температурное изменение  $\tau$  подчиняется закону Аррениуса:

$$\tau = \tau_0 \exp[\mathcal{E}_i/(kT)],$$

где  $\mathcal{E}_i$  — энергетическая глубина ловушек, определяющая стабильность гомозаряда. Для пленок ПТФЭ и его сополимеров эксперименты дают значение  $\mathcal{E}_i \approx 1,9$  эВ.

Релаксация электретного состояния может происходить и вследствие адсорбции ионов поверхностью диэлектрика из окружающей атмосферы. Однако если атмосферный объем, в котором хранится электрет, достаточно мал, процессами внешней релаксации практически можно пренебречь. Например, полагая, что все ионы, образующиеся в нормальных условиях в  $1 \text{ см}^3$  воздуха, осаждаются на участке поверхности электрета площадью  $1 \text{ см}^2$ , легко рассчитать время, необходимое для полной компенсации электрет-

ного заряда. При начальной поверхностной плотности  $\sigma = 10^{-4}$  Кл/м<sup>2</sup> это время составит около 200 лет.

Обычно электреты имеют вид плоской пластиинки или тонкой пленки, одна из сторон которой часто бывает металлизирована. Следует заметить, что очень тонкая пластиинка (когда ее толщина  $d \rightarrow 0$ ) с разноименными зарядами одинаковой поверхностной плотности на противоположных сторонах не создает внешнего электрического поля (если не принимать во внимание краевой эффект).

Однако если плоский электрет поместить между двумя закороченными электродами, как показано на рис. 8.49, то благодаря заряду, индуцируемому на электродах, в воздушном зазоре высотой  $h$  возникнет напряженность поля  $E_e$ , определяемая выражением

$$E_e = \frac{\sigma / \epsilon_0}{1 + \epsilon h / d},$$

где  $d$  — толщина электрета;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала.

Из формулы следует, что при  $h \rightarrow \infty$  внешняя напряженность поля  $E_e \rightarrow 0$ .

У воздуха в нормальных условиях электрическая прочность близка к 3,3 МВ/м. При напряженности поля в зазоре  $E_e > 3,3$  МВ/м в воздухе происходит разряд и на поверхность диэлектрика осаждаются заряды, уменьшающие значения  $\sigma$  и  $E_e$ . Отсюда следует, что предельная плотность поверхностного заряда, соответствующая  $h \rightarrow 0$ , составит, Кл/м<sup>2</sup>

$$\sigma = \epsilon_0 E_{\text{пр}} = 2,9 \cdot 10^{-5}.$$

В вакууме электрическая прочность возрастает, поэтому поверхностная плотность заряда может быть больше.

Если изменяется зазор  $h$  между электретом и электродом, то будет изменяться заряд, индуцируемый на электродах  $\sigma_{\text{инд}}$ . При периодическом изменении зазора  $h$ , вызванном, например, колебаниями звукового давления, действующего на металлическую мембрану, во внешней цепи между электродами возникает переменный электрический ток, частота которого равна частоте механических воздействий:

$$i = S d \sigma_{\text{инд}} / dt,$$

где  $S$  — площадь металлического электрода.

На этом принципе работают электретные микрофоны, которые не требуют дополнительных источников питания.

Наиболее широко применяются пленочные микрофоны, в которых тонкая электретная пленка из полимера одновременно является источником электрического поля и мембраной. Предва-

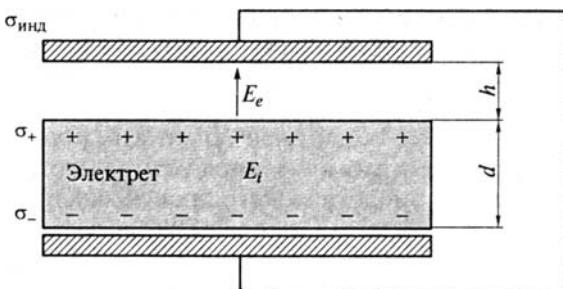


Рис. 8.49. Электрет в плоском конденсаторе

рительно на внешнюю поверхность пленки наносится слой металла толщиной 50...100 нм. Неметаллизированную поверхность электретной пленки обращают в сторону металлической пластины, которая служит основанием микрофона и вторым электродом.

Мембранны чаще всего изготавливают из пленок политетрафторэтилена или полиэтилентерефталата толщиной от 5 до 20 мкм. Достоинствами электретных микрофонов являются равномерность чувствительности во всем звуковом диапазоне колебаний, низкий уровень нелинейных искажений, помехоустойчивость к внешним магнитным полям, а также низкая вибрационная чувствительность.

Возможности электретов как электромеханических преобразователей используются при конструировании телефонов, громкоговорителей, слуховых аппаратов, датчиков давления, вибраций и деформаций, тахометров и гидрофонов, маломощных реле. Принцип формирования электрического импульса при смещении электрода в постоянном электрическом полеложен в основу работы различных устройств клавишного ввода информации (клавиатура компьютеров, телефонов, телеграфных аппаратов и др.).

На основе электретов создают электростатические линзы для фокусировки электронного пучка, а также высокoeffективные газовые фильтры, позволяющие удалять из загрязненного воздуха частицы субмикронных размеров. Активным элементом таких фильтров являются тонкие волокна из пропилена, образующие рыхлую ткань, похожую на паутину. Очистка газов происходит в результате кулоновского взаимодействия волокон с реальными или наведенными зарядами в захватываемых частицах пыли.

Изменение заряда электретов под действием влаги и частиц высокой энергии используют при создании датчиков влажности и дозиметров проникающей радиации. Фотоэлектреты применяются в электрофотографии. В этом случае фотографируемый объект

проецируют на поверхность электрета, что приводит к релаксации заряда в освещенных областях. Скрытое электростатическое изображение проявляют с помощью специального пигментного порошка, частицы которого обладают зарядом.

Электретный эффект обнаружен во многих практических важных биополимерах. Поэтому изучаются возможности применения электретов в системах биологического происхождения. Установлено, что пленочные электреты, накладываемые контактным способом на места трещин и переломов костей, вызывают ускорение нарастания костной мозоли, необходимой для зарастания перелома.

Бандаж из электретной пленки, наложенный на место пореза кожи, значительно ускоряет процесс заживления. Проводятся разработки по созданию полимерных электретов с антитромбогенным свойствами, т. е. препятствующими быстрой свертываемости крови и образованию тромбов в сосудах.

По-видимому, в дальнейшем электреты будут находить все более широкое применение в тех приборах и устройствах, при создании которых главными требованиями являются небольшие массы и габариты, надежность и конструктивная простота, технологическая доступность и невысокая стоимость.

### Контрольные вопросы

1. Какие диэлектрики называют активными? Каким образом классифицируют активные диэлектрики по виду управляющего воздействия?
2. Какая электрическая упорядоченность свойственна сегнетоэлектрикам? Почему сегнетоэлектрики разбиваются на домены? Какими факторами определяется равновесная доменная структура?
3. Какова геометрия доменной структуры в кристаллах с одноосной кристаллографической анизотропией? Каким образом ориентируются 90-градусные домены в сегнетоэлектриках с тетрагональной симметрией?
4. Как объяснить диэлектрический гистерезис и нелинейность зависимости заряда от напряжения у сегнетоэлектриков? Каким образом происходит переориентация доменов под действием электрического поля в многоосных сегнетоэлектриках типа  $\text{BaTiO}_3$ ?
5. Как по петле гистерезиса можно правильно определить спонтанную поляризованность сегнетоэлектрика? От каких внешних факторов зависит значение коэрцитивной силы?
6. Какие режимы эксплуатации сегнетоэлектрика характеризуют начальная, дифференциальная, эффективная и реверсивная диэлектрические проницаемости сегнетоэлектрика?
7. Что называют сегнетоэлектрической точкой Кюри? Объясните изменения спонтанной поляризованности и начальной диэлектрической проницаемости в окрестности этой точки.

8. Охарактеризуйте различия свойств сегнетоэлектрических материалов, относящихся к группам ионных и дипольных кристаллов. Приведите примеры таких соединений.
9. Каков микроскопический механизм спонтанной поляризации титаната бария?
10. Какими свойствами обладают антисегнетоэлектрики? Приведите примеры таких веществ.
11. Укажите достоинства и недостатки сегнетокерамических конденсаторов. Каким образом повышают температурную стабильность диэлектрической проницаемости у сегнетокерамических материалов?
12. Что называют варикондами и в каких устройствах их применяют?
13. Каким образом сегнетоэлектрикам придают полупроводниковые свойства? В чем заключается позисторный эффект?
14. Что понимают под прямым и обратным пьезоэфектами? Какими уравнениями описывают пьезоэфект? Почему пьезоэфект проявляется только при переменных внешних воздействиях?
15. Что называют пьезокерамикой? Каковы ее преимущества перед монокристаллами пьезоэлектриков? Укажите наиболее характерные применения пьезокерамических преобразователей.
16. Что называют пироэлектрическим эффектом? В каких материалах он наблюдается? Какими параметрами характеризуют качество пироэлектрических материалов?
17. Чем определяется спектр фоточувствительности пироэлектрических приемников излучения?
18. Какими уравнениями описывают линейный электрооптический эффект? Что общего в математическом описании электрооптического и пьезоэлектрического эффектов?
19. Поясните принцип работы электрооптического модулятора света. Какой поляризацией обладает световой луч, выходящий из кристалла?
20. Какова природа акустооптических эффектов? Какие факторы определяют угол максимального рассеяния при брэгговской дифракции света? Поясните работу акустооптического дефлектора на поверхностных акустических волнах. Какие материалы используются в таких устройствах?
21. Что называется магнитооптической добротностью материала и в каких единицах она измеряется?
22. Как происходят параметрическая генерация света и генерация суммарных частот?
23. В каких материалах сильно выражены нелинейные оптические эффекты?
24. Сформулируйте основные требования к диэлектрику как материалу для твердотельных лазеров. Какие элементы и почему наиболее часто используются в качестве активаторов люминесценции в твердотельных лазерах?
25. Какие технологические операции выполняют с помощью твердотельных лазеров при производстве интегральных схем?
26. Дайте характеристику мезоморфного состояния вещества. Как классифицируют жидкые кристаллы по типу мезофазы?

27. Какую ориентацию принимают в сильных электрических полях молекулы нематических жидкких кристаллов с отрицательной диэлектрической анизотропией?

28. Какую роль играет анизотропия электропроводности в эффекте динамического рассеяния света?

29. Что понимают под термооптическим эффектом и какое практическое применение он имеет?

30. Какова природа электретного состояния в диэлектриках? Что такое гомо- и гетерозаряд? Охарактеризуйте механизмы релаксации электретного заряда. Какие факторы определяют время жизни электретов?

31. Поясните принцип работы электретных микрофонов. Назовите другие применения электретов.

# Глава 9

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ЯВЛЕНИЯ В МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

---

### 9.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МАГНЕТИЗМЕ

Любое вещество, будучи помещенным в магнитное поле, приобретает некоторый магнитный момент  $M$ . В общем случае под магнитным моментом понимают произведение силы тока, протекающего по замкнутому контуру, на площадь, охватываемую этим контуром. Когда речь идет о намагничивании вещества, то под магнитным моментом следует понимать векторную сумму магнитных моментов элементарных токов, протекающих внутри образца. Магнитный момент единицы объема вещества называется *намагченностью*

$$J_m = M / V.$$

При неравномерном намагничивании тела

$$J_m = dM / dV.$$

Намагченность является векторной величиной, в изотропных телах она направлена либо параллельно, либо антипараллельно напряженности магнитного поля  $H$ . В системе СИ намагченность выражается в единицах напряженности магнитного поля, А/м.

Намагченность связана с напряженностью магнитного поля соотношением

$$J_m = k_m H, \quad (9.1)$$

где  $k_m$  — безразмерная величина, характеризующая способность данного вещества намагничиваться в магнитном поле и называемая *магнитной восприимчивостью*. Она численно равна намагченности при единичной напряженности поля.

Силовой характеристикой магнитного поля является магнитная индукция  $B$ . С ее помощью легко описать силовое воздействие магнитного поля на замкнутый контур с током. За единицу магнитной индукции в системе СИ принимают такое значение  $B$ , при котором на виток площадью 1 м<sup>2</sup> при силе тока 1 А действует максимальный врачающий момент 1 Н · м. Эта единица измерения получила название *tesла*, Тл.

Магнитная индукция характеризует плотность магнитного потока. При этом линии магнитного потока всегда замкнуты и ни-

когда не пересекаются между собой. Этот факт отражает фундаментальное свойство магнитного поля — отсутствие магнитных зарядов, из которых могли бы исходить линии магнитного потока. Магнитные поля возникают лишь под действием электрических токов (рис. 9.1).

Магнитная индукция зависит от свойств среды, в которой распространяется магнитный поток. Дело в том, что намагниченное тело, находящееся во внешнем поле, создает собственное магнитное поле, которое в изотропных материалах направлено параллельно или антипараллельно внешнему полю. Поэтому суммарная магнитная индукция в веществе определяется алгебраической суммой индукций внешнего и собственного полей:

$$B_i = \mu_0 H + \mu_0 J_m, \quad (9.2)$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная в системе СИ,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м.

Из формул (9.1) и (9.2) следует

$$B_i = \mu_0 H(1 + k_m) = \mu_0 \mu H, \quad (9.3)$$

где  $\mu$  — относительная магнитная проницаемость,  $\mu = 1 + k_m$ .

Она показывает, во сколько раз магнитная индукция  $B$  поля в данной среде превышает магнитную индукцию в вакууме. Магнитная проницаемость зависит от природы материала и его состояния.

Первопричиной магнитных свойств вещества являются внутренние скрытые формы движения электрических зарядов, представляющие собой элементарные круговые токи, обладающие магнитными моментами. К таким формам движения относятся

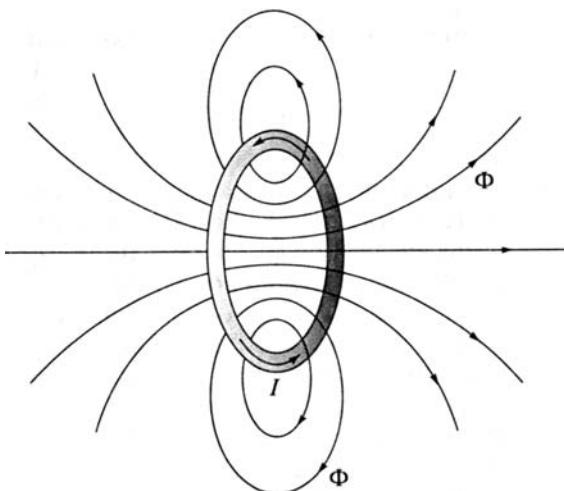


Рис. 9.1. Магнитное поле замкнутого тока

электронные спины и орбитальное вращение электронов. Важнейшей особенностью орбитального вращения электрона вокруг ядра является пространственное квантование момента количества движения  $L$  (момента импульса). Это выражается в том, что проекция  $L$  на направление магнитного поля или любую другую ось  $Z$  всегда кратна постоянной Планка  $\hbar$  (см. подразд. 1.2), т. е. орбитальный момент импульса может иметь только дискретные направления в пространстве, хотя ось квантования  $Z$  может быть ориентирована произвольным образом.

Орбитальный магнитный момент электрона  $M_{\text{орб}}$  также является величиной квантованной и связан линейной зависимостью с моментом импульса:

$$M_{\text{орб}} = \frac{e}{2m_0} L = \gamma L, \quad (9.4)$$

где  $m_0$  — масса электрона;  $\gamma$  — коэффициент пропорциональности,  $\gamma = e/(2m_0)$  называют гиromагнитным соотношением.

Последнее, как видно из формулы (9.4), определяется только фундаментальными параметрами электрона и не зависит от скорости его движения и радиуса орбиты. С учетом формулы (9.4) для проекции магнитного момента на ось квантования  $Z$  можно записать

$$M_Z = \frac{e}{2m_0} \hbar m = \mu_B m, \quad (9.5)$$

где  $m$  — магнитное квантовое число;  $\mu_B$  — магнетон Бора, определяющий наименьшее значение магнитного момента, которое может иметь электрон,  $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ .

Важно подчеркнуть, что согласно представлениям квантовой теории электрон при своем вращении вокруг ядра может находиться в состоянии с нулевым орбитальным магнитным моментом и соответственно обладать нулевым моментом количества движения.

Помимо орбитального вращения электрон обладает некоторой формой внутреннего движения, которое по традиции называют спином. При этом под спином не следует понимать простое вращение электрона вокруг собственной оси. В действительности спин является такой же фундаментальной характеристикой любой микрочастицы, как ее масса или заряд. Со спином электрона связан его собственный магнитный момент, который может принимать лишь две ориентации в магнитном поле, а численные значения проекции спинового магнитного момента на направление поля в точности равны магнетону Бора ( $\pm \mu_B$ ).

Как отмечалось в подразд. 1.2, спиновое квантовое число  $s$ , определяющее проекцию собственного момента количества движе-

ния электрона на ось квантования (направление магнитного поля), может быть равным лишь  $\pm 1/2$ . Отсюда следует, что связанный со спином элементарный механический момент в два раза меньше кванта орбитального момента импульса. Однако для спина характерна гиromагнитная аномалия, т. е. отношение собственных моментов электрона (магнитного к механическому) вдвое больше, чем гиromагнитный параметр  $\gamma$  для орбитального вращения. Именно поэтому проекция  $M_{\text{спин}}$  кратна магнетону Бора.

Магнитный момент атома представляет собой достаточно сложную совокупность магнитных моментов отдельных частиц, входящих в его структуру. В большинстве случаев магнитным моментом ядра можно пренебречь. Формула (9.5) показывает, что элементарный магнитный момент обратно пропорционален массе микрочастицы. Поэтому магнетон электрона в тысячи раз больше магнетона протона и нейтрона. Таким образом, магнетизм атома в основном определяется строением его электронной оболочки.

В зависимости от величины магнитного момента атомы подразделяются на магнитоактивные и магнитонейтральные. У магнитонейтральных атомов суммарный магнитный момент близок к нулю. Тем не менее в природе отсутствуют атомы, на которые совсем не действует магнитное поле. Магнитные свойства вещества складываются из совокупного действия магнетизма его элементарных носителей.

Магнитоактивными свойствами обладают атомы, содержащие незастроенные внутренние  $d$ - и  $f$ -электронные оболочки. К их числу относятся атомы переходных металлов и редкоземельных элементов. Как известно, переходные металлы являются основными компонентами большинства магнитных материалов. Магнитный момент атомов этих элементов практически полностью определяется числом нескомпенсированных спинов в  $d$ -оболочке. Например, магнитный момент атома никеля составляет  $2\mu_B$ , атома железа —  $3\mu_B$ , а у ионов  $\text{Fe}^{3+}$  он составляет  $5\mu_B$ . Однако при конденсации атомов в твердое тело происходит частичная коллективизация электронов в  $s$ - и  $d$ -состояниях, что сопровождается некоторой потерей магнетизма. Так, средний элементарный магнитный момент в расчете на один атом у кристалла железа составляет 2,21, а у никеля всего лишь 0,6 (в единицах  $\mu_B$ ).

Атомы элементов, в которых нет достраиваемых внутренних электронных слоев, принято называть нормальными. Магнитоактивные свойства таких атомов (если они ими обладают) могут быть обусловлены особенностями распределения валентных электронов. Суммарный магнитный момент (как орбитальный, так и спиновый) полностью заполненных внутренних оболочек равен нулю, поскольку для заполнения состояний необходимы электроны с противоположными направлениями элементарных магнитных моментов. В результате происходит их полная компенса-

ция. Ионы нормальных металлов магнитонейтральны, так как после отделения валентных электронов их электронные оболочки становятся сходными с электронными оболочками атомов инертных газов.

Наличие или отсутствие магнитного момента у атомов и ионов обуславливает главные особенности поведения различных веществ в магнитном поле.

## 9.2. КЛАССИФИКАЦИЯ ВЕЩЕСТВ ПО МАГНИТНЫМ СВОЙСТВАМ

По реакции на внешнее магнитное поле и характеру внутреннего магнитного упорядочения все вещества в природе можно подразделить на пять групп: диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики. Перечисленным видам магнетиков соответствует пять различных типов магнитного состояния вещества: диамагнетизм, парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм.

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

Диамагнетизм обусловлен небольшим изменением угловой скорости орбитального вращения электронов при внесении атома в магнитное поле. Диамагнитный эффект является проявлением закона электромагнитной индукции на атомном уровне. Электронную орбиту можно рассматривать как замкнутый контур, не обладающий магнитным сопротивлением. Под действием внешнего поля в контуре изменяется сила тока и возникает дополнительный магнитный момент. Согласно закону Ленца, этот момент направлен навстречу внешнему полю.

Если плоскость электронной орбиты расположена не перпендикулярно вектору  $\mathbf{H}$ , то внешнее магнитное поле вызывает прецессионное движение орбиты вокруг направления  $\mathbf{H}$  (рис. 9.2). При этом вектор орбитального момента  $\mathbf{L}$  описывает конус. Угловая скорость прецессии  $\Delta\omega$  определяет значение отрицательного магнитного момента  $\Delta M$ .

Диамагнитный эффект является универсальным эффектом, присущим всем веществам, находящимся в любом агрегатном состоянии. Однако в большинстве случаев он маскируется более сильными магнитными эффектами. Диамагнетизм электронных оболочек выступает на первый план, когда собственный магнитный момент атомов равен нулю (т.е. спиновые магнитные моменты попарно скомпенсированы).

К диамагнетикам относятся инертные газы, водород, азот, многие жидкости (вода, нефть и ее производные, глицерин), ряд

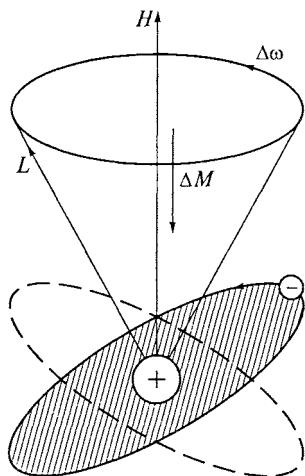


Рис. 9.2. Прецессия электронной орбиты под действием магнитного поля

металлов (медь, серебро, золото, цинк, ртуть, галлий, висмут и др.), большинство полупроводников (кремний, германий, соединения  $A^{III}B^V$ ,  $A^{II}B^{VI}$ ) и органических соединений, щелочно-галоидные кристаллы, неорганические стекла, графит и др. Диамагнетиками являются все вещества с ковалентной химической связью и вещества в сверхпроводящем состоянии.

Численные значения магнитной восприимчивости диамагнетиков составляют  $-10^{-7} \dots 10^{-6}$ . Поскольку диамагнетики намагничиваются против направления поля, для них выполняется неравенство  $\mu < 1$ . Однако относительная магнитная проницаемость очень незначительно отличается от единицы (за исключением сверхпроводников). Магнитная восприимчивость диамагнетиков очень слабо изменяется с температурой. Это объясняется тем, что диамагнитный эффект обусловлен внутриатомными процессами, на которые тепловое движение частиц не оказывает влияния.

Внешним проявлением диамагнетизма является выталкивание диамагнетиков из неоднородного магнитного поля. Этот эффект особенно сильно выражен у сверхпроводников (эффект Мейсснера, см. подразд. 3.3). Как уже отмечалось, сверхпроводники относятся к идеальным диамагнетикам, у которых при температуре ниже критической ( $T < T_{cb}$ ) магнитная индукция обращается в нуль. Из формулы (9.3) следует, что в состоянии сверхпроводимости эффективная магнитная восприимчивость материала  $k_m = -1$ , т.е. в миллион раз больше, чем у обычных диамагнетиков. Такую аномалию объясняют тем, что при внесении сверхпроводника в магнитное поле в его тонком поверхностном слое индуцируется неизтухающий циркулирующий электрический ток, который полностью экранирует материал от воздействия внешнего магнитного поля.

К парамагнетикам относятся вещества с положительной магнитной восприимчивостью, не зависящей от напряженности внешнего магнитного поля. В парамагнетиках атомы обладают элементарным магнитным моментом даже в отсутствие внешнего поля, однако из-за теплового движения эти магнитные моменты распределены хаотично так, что намагниченность вещества в целом равна нулю. Внешнее магнитное поле вызывает преимуще-

ственную ориентацию магнитных моментов атомов в одном направлении. Тепловая энергия противодействует созданию магнитной упорядоченности. Поэтому парамагнитная восприимчивость сильно зависит от температуры. Для многих твердых парамагнетиков температурное изменение магнитной восприимчивости подчиняются закону Кюри—Вейсса:

$$k_m = C / (T - \Theta_p),$$

где  $C$  и  $\Theta_p$  — постоянные величины для данного вещества.

Константа  $\Theta_p$  получила название *парамагнитной точки Кюри*. Ее значение в кельвинах может быть и положительным, и отрицательным.

По своей физической природе парамагнитный эффект во многом аналогичен дипольно-релаксационной поляризации диэлектриков. Эта аналогия имеет историческую основу. Теория парамагнетизма впервые была разработана в 1905 г. французским физиком П. Ланжевеном, а несколько позже (в 1912 г.) известный ученый П. Дебай успешно перенес основные представления этой теории на поляризацию диэлектриков.

При комнатной температуре магнитная восприимчивость парамагнетиков равна  $10^{-3} \dots 10^{-6}$ . Поэтому магнитная проницаемость незначительно отличается от единицы. Благодаря положительной намагниченности парамагнетики, помещенные в неоднородное магнитное поле, втягиваются в него. В очень сильных полях и при низких температурах в парамагнетиках может наступать состояние магнитного насыщения, при котором все элементарные магнитные моменты ориентируются параллельно **Н**. При комнатной температуре для этого требуются напряженности поля порядка  $10^{11}$  А/м.

Парамагнитные свойства проявляют кислород, оксид азота, щелочные и щелочно-земельные металлы, алюминий, некоторые металлы переходной группы (например, титан, молибден, палладий, платина и др.), соли железа, кобальта, никеля, а также большинство редкоземельных элементов и соли на их основе.

Парамагнетизм щелочных и щелочно-земельных металлов обусловлен свободными электронами (так называемый парамагнетизм Паули). Каждый свободный электрон обладает спиновым магнитным моментом, равным магнетону Бора  $\mu_B$ . На рис. 9.3, *a* показано распределение электронов по энергетическим состояниям зоны проводимости. Последняя условно разделена на две подзоны, содержащие электроны с противоположно направленными спиновыми магнитными моментами (параллельно и антипараллельно полю). При  $H = 0$  число электронов в этих подзонах одинаково, поэтому результирующий магнитный момент электронного газа равен нулю.

При наложении магнитного поля с индукцией **В** потенциальная энергия всех электронов правой подзоны, в которой спины

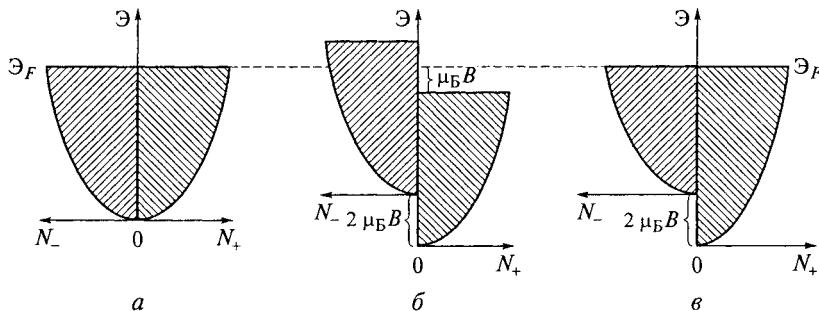


Рис. 9.3. К объяснению природы парамагнетизма электронного газа в металлах:

*а* — распределение электронов по энергиям с учетом направления спинов при  $H = 0$ ; *б* — распределение электронов при  $H \neq 0$  в неравновесном состоянии вещества; *в* — равновесное распределение электронов при  $H \neq 0$  с учетом направления спиновых моментов

ориентированы вдоль поля, понижается на величину  $\mu_B B$ , а энергетические уровни электронов левой подзоны, в которой спиновые магнитные моменты имеют противоположное направление, смещаются вверх по шкале энергий на такую же величину (рис. 9.3, *б*). Таким образом, уровни Ферми обеих подзон смещаются относительно друг друга на  $2\mu_B B$ . Однако состояния подзон со смещенными уровнями Ферми не соответствует минимуму свободной энергии системы.

Установление равновесия достигается путем перехода части электронов из одной подзоны в другую с соответствующей переориентацией их спинового момента (рис. 9.3, *в*). В результате появляется избыток свободных электронов, спины которых ориентированы по полю. Связанный с ними магнитный момент определяется произведением

$$M = \mu_B (N_+ - N_-),$$

где разность  $(N_+ - N_-)$  характеризует число перешедших электронов.

Поскольку при вырожденном электронном газе нагревание системы практически не влияет на распределение электронов по энергиям, парамагнетизм Паули не зависит от температуры. Поэтому парамагнитные свойства металлов отличаются от свойств «классических» парамагнетиков, поведение которых подчиняется закону Кюри — Вейсса.

Парамагнитная восприимчивость свободных электронов по порядку величины близка к диамагнитной восприимчивости внутренних заполненных оболочек атомов. Отсюда следует, что суммарная реакция металлов на внешнее магнитное поле может быть

как положительной, так и отрицательной (т.е. диамагнитной) в зависимости от того, какой эффект оказывается преобладающим.

Парамагнитный эффект находит практическое применение в физике для получения сверхнизких температур. При адиабатическом размагничивании парамагнетиков происходит разупорядочение его магнитной структуры, что сопровождается соответствующим повышением энтропии системы. Это повышение требует подвода теплоты, источником которой может быть только внутренняя энергия охлаждаемого образца (тепловые колебания атомов), теплоизолированного от окружающей среды. Таким способом удается получать температуры ниже 0,001 К.

К ферромагнетикам относятся вещества с большой положительной магнитной восприимчивостью (до  $10^6$ ), которая сильно зависит от напряженности магнитного поля и температуры. Ферромагнетикам присуща внутренняя спонтанная магнитная упорядоченность, выражаяющаяся в существовании макроскопических областей с параллельно ориентированными магнитными моментами атомов. Важнейшая особенность ферромагнетиков заключается в их способности намагничиваться до насыщения в относительно слабых магнитных полях, а также существование магнитного гистерезиса при перемагничивании вещества в переменных полях. Вследствие гистерезиса намагченность и магнитная индукция ферромагнетика не являются однозначной функцией напряженности внешнего магнитного поля. Их значение зависит от предыстории образца.

Антиферромагнетиками являются вещества, в которых ниже некоторой температуры спонтанно возникает антипараллельная ориентация элементарных магнитных моментов одинаковых атомов или ионов кристаллической решетки. Для антиферромагнетиков характерна небольшая положительная магнитная восприимчивость ( $k_m = 10^{-5} \dots 10^{-3}$ ), которая сильно зависит от температуры. При нагревании антиферромагнетик испытывает фазовый переход в парамагнитное состояние. Температура  $T_N$  такого перехода, при которой исчезает магнитная упорядоченность, получила название *точки Нееля* (или антиферромагнитная точка Кюри).

Антиферромагнетизм обнаружен у хрома ( $T_N = 310$  К), марганца ( $\alpha$ -Mn,  $T_N = 100$  К), ряда редкоземельных элементов (Ce, Nd, Sm, Pr, Eu). Типичными антиферромагнетиками являются простейшие химические соединения на основе металлов переходной группы — оксиды ( $\text{NiO}$ ,  $\text{MnO}$ ,  $\text{FeO}$ ,  $\text{CoO}$ ), фториды ( $\text{NiF}_2$ ,  $\text{MnF}_2$ ), хлориды ( $\text{CoCl}_2$ ,  $\text{FeCl}_2$ ), сульфиды ( $\text{MnS}_2$ ,  $\text{FeS}$ ), сульфаты ( $\text{NiSO}_4$ ,  $\text{MnSO}_4$ ), карбонаты ( $\text{CoCO}_3$ ,  $\text{FeCO}_3$ ) и др. Всего известно около тысячи соединений со свойствами антиферромагнетиков.

На рис. 9.4 в качестве примера показана магнитная структура оксида марганца  $\text{MnO}$ , кристаллизующегося в решетке типа  $\text{NaCl}$ . Магнитоактивные ионы марганца с противоположными направ-

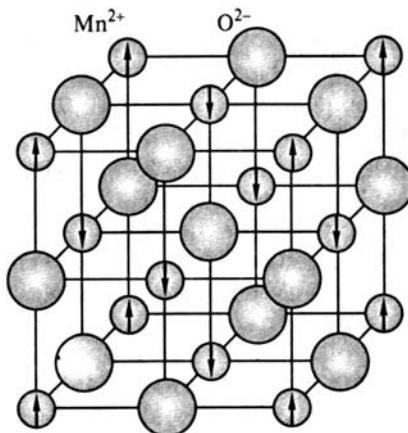


Рис. 9.4. Магнитная упорядоченность в структуре MnO

лениями магнитных моментов образуют две вставленные друг в друга кубические подрешетки. Несмотря на магнитную упорядоченность суммарная намагниченность кристалла при отсутствии внешнего поля равна нулю.

К ферримагнетикам относятся вещества, магнитные свойства которых обусловлены нескомпенсированным антиферромагнетизмом. Подобно ферромагнетикам они обладают высокой магнитной восприимчивостью, которая существенно зависит от напряженности магнитного поля и температуры. Наряду с этим ферримагнетики характеризуются и рядом существенных отличий от ферромагнитных материалов.

Свойствами ферримагнетиков обладают некоторые упорядоченные металлические сплавы, но главным образом — различные оксидные соединения, среди которых наибольший практический интерес представляют ферриты.

Диа-, пара- и антиферромагнетики можно объединить в группу *слабомагнитных материалов*, тогда как ферро- и ферримагнетики представляют собой *сильномагнитные материалы*. Физические процессы, происходящие в этих материалах, особенности их свойств и основные технические применения составляют предмет рассмотрения настоящей и следующей за ней главы.

### 9.3. ПРИРОДА ФЕРРОМАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ

Экспериментально доказано, что особые свойства ферромагнетиков обусловлены их доменным строением. Домены представляют собой макроскопические области, намагниченные практи-

чески до насыщения даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Гипотеза о существовании доменов в ферромагнетиках была выдвинута французским физиком П. Вейссом еще в 1907 г. Однако непосредственное наблюдение магнитных доменов в микроскоп впервые удалось совершить лишь в 1931 г. (Ф. Биттер, Л. Хамос, П. Тиссен). Для этой цели использовали метод порошковых фигур, в котором мелкие ферромагнитные частицы, взвешенные в суспензии, при нанесении на поверхность ферромагнетика концентрировались в основном вблизи доменных границ, где проявлялась неоднородность в распределении намагниченности вещества.

Согласно современной теории ферромагнетизма спонтанная намагниченность доменов обусловлена параллельной ориентацией магнитных моментов отдельных атомов. Как правило, отличным от нуля магнитным моментом обладают те атомы и ионы, которые в своих электронных оболочках имеют нескомпенсированные спины. Фактически объяснение причин спонтанной намагниченности ферромагнетиков сводится к рассмотрению природы сил, вызывающих спиновую магнитную упорядоченность.

В физике известно два вида сил, играющих существенную роль в атомных явлениях: магнитные и электрические. Естественно предположить, что между спиновыми магнитными моментами проявляется обычное магнитное взаимодействие, подобное тому, которое имеет место между близко расположенными магнитными стрелками. Однако теоретические и экспериментальные оценки показывают, что магнитные силы являются слишком слабыми, чтобы противодействовать тепловому движению при температурах выше нескольких кельвинов. Следовательно, ферромагнитное состояние возникает за счет электрических сил. Энергия электростатического взаимодействия валентных электронов может составлять несколько электронвольт (см. подразд. 1.3), так что даже небольшой доли этой энергии достаточно для достижения необходимого ориентирующего эффекта. Чтобы подчеркнуть взаимосвязь между электростатическим взаимодействием в системе частиц и ее магнитными свойствами, напомним, что результатом электростатического взаимодействия электронов с ядром является антипараллельная ориентация спиновых магнитных моментов двух электронов, находящихся на одном энергетическом уровне (т.е. принцип Паули). Такая попарно противоположная ориентация спинов обеспечивает минимум электростатической энергии атома.

В соответствии с теорией ферромагнетизма, разработанной Я. И. Френкелем и В. Гейзенбергом, решающую роль в создании спонтанной намагниченности играют силы обменного взаимодействия, которые имеют чисто квантовый характер, хотя и являются электростатическими по своему происхождению. Для двух близко

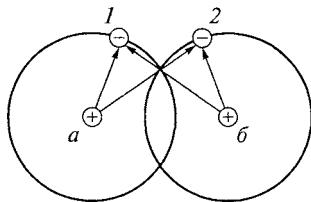


Рис. 9.5. Электростатическое взаимодействие ядер и электронов в двухатомной молекуле водорода:

1, 2 — электроны; *a*, *b* — ядра

расположенных атомов (например, в молекуле водорода) **энергия обменного взаимодействия** определяется выражением

$$\mathcal{E}_A = -A(\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2), \quad (9.6)$$

где *A* — так называемый обменный интеграл, имеющий размерность энергии;  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{s}_2$  — единичные векторы, характеризующие направления спиновых моментов взаимодействующих электронов.

Параметр *A* не поддается простому наглядному физическому толкованию. Для его вычисления необходимо проинтегрировать выражения, содержащие волновые функции электронов, участвующих в обмене.

На рис. 9.5 схематично показано расположение электронов и ядер в двухатомной молекуле водорода. Электрон 1 находится в кулоновском поле ядра *a* и одновременно притягивается ядром атома *b*. В свою очередь, электрон 2 испытывает кулоновское притяжение со стороны ядра атома *b* и частично — ядра атома *a*. Из-за перекрытия электронных оболочек электроны 1 и 2 могут поменяться местами. При этом вследствие неразличимости (тождественности) электронов энергетическое состояние молекулы не изменится. В результате происходит обобществление электронов, т.е. каждый из них будет одновременно принадлежать атомам *a* и *b*. Благодаря обмену электронами и электростатическому взаимодействию электронов с ядрами между атомами возникают силы притяжения (ковалентная связь). Электростатическая энергия молекулы минимальна при определенной ориентации спинов электронов (см. подразд. 1.3). Из формулы (9.6) следует, что при положительном знаке обменного интеграла минимуму электростатической энергии отвечает *параллельная ориентация спинов*, при которой  $(\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2) = 1$ . Если же обменный интеграл отрицателен, то энергетически выгодно *антиспараллельное расположение спинов*, когда  $(\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2) = -1$ . Таким образом, обменный интеграл характеризует влияние магнитной упорядоченности на энергию системы. Его численное значение и знак определяются степенью перекрытия электронных оболочек, т.е. зависят от расстояния между атомами.

Обменные силы изотропны по своей природе и резко убывают при увеличении расстояния между атомами (как правило, по экспоненциальному закону). Поэтому в твердом теле, состоящем из многих атомов, основной вклад в обменную связь вносят обмен-

ные силы между ближайшими соседними электронами. В частности, для системы, содержащей  $N$  атомов, каждый из которых имеет  $z$  ближайших соседей, энергия обменного взаимодействия может быть выражена формулой

$$\mathcal{E}_A = -NzAy^2, \quad (9.7)$$

где  $A$  — обменный интеграл для соседних атомов;  $y$  — вероятность того, что данный атом имеет спин, параллельный выбранному направлению (относительная намагниченность).

Вероятность появления параллельных спинов у двух соседних атомов равна  $y^2$ . Формула (9.7) показывает, что если обменный интеграл положителен, то минимуму энергии системы соответствует  $y = \pm 1$ , т. е. намагниченное до насыщения состояние вещества. В этом случае полная энергия уменьшается на значение энергии обменного взаимодействия. Если же  $A < 0$ , то энергетически выгодным является размагниченное состояние вещества ( $y = 0$ ), т. е. с антипараллельной ориентацией соседних спинов.

На рис. 9.6 показана зависимость обменного интеграла  $A$  (т. е. энергии обменного взаимодействия) от степени перекрытия электронных оболочек соседних атомов, характеризуемой отношением расстояния между атомами  $a$  к диаметру  $d$  оболочки, содержащей нескомпенсированные спины. Энергия обменного взаимодействия оказывается слишком незначительной, если расстояние между атомами в 3—4 раза превышает диаметр электронной оболочки. В этом случае обменные силы не могут противодействовать тепловому движению частиц и вызывать упорядоченное расположение спинов. Соответственно такие вещества должны проявлять свойства парамагнетиков.

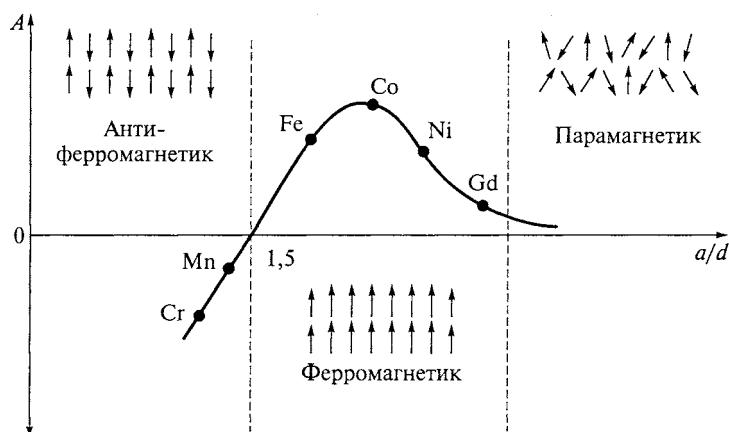


Рис. 9.6. Зависимость обменного интеграла  $A$  от отношения межатомного расстояния  $a$  к диаметру  $d$  незаполненной электронной оболочки

Из рис. 9.6 следует, что при уменьшении расстояния обменный интеграл возрастает, т.е. усиливается обменное взаимодействие, благодаря чему становится возможной параллельная ориентация спинов, характерная для ферромагнетиков. При дальнейшем сближении атомов обменный интеграл изменяет знак. Это говорит о том, что в случае близкодействия энергетически выгодным является антипараллельное расположение спиновых моментов соседних атомов, т.е. такие вещества должны быть антиферромагнетиками.

На основании изложенного критерий перехода от антиферромагнитного состояния вещества к ферромагнитному состоянию можно представить в виде

$$a/d > 1,5. \quad (9.8)$$

Из элементарных веществ, атомы которых содержат нескомпенсированные спины, критерию (9.8) удовлетворяют железо, кобальт, никель, а также шесть редкоземельных элементов: гадолиний, диспрозий, гольмий, эрбий, тербий и тулий. Редкоземельные элементы проявляют ферромагнитные свойства при пониженных температурах. Например, у гадолиния  $a/d = 3,1$ ; он становится ферромагнетиком при  $T < 292$  К.

Наряду с этим ферромагнетиками являются сплавы на основе магнитных элементов, а также сплавы магнитных элементов с немагнитными. Более того, ферромагнитные свойства обнаружены у некоторых сплавов, состоящих целиком из немагнитных элементов, называемых сплавами Гейслера (например,  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$ ). Наличие ферромагнитных свойств у таких сплавов легко объяснить с помощью рис. 9.6. Антиферромагнитному состоянию марганца соответствует точка на кривой обменного интеграла ( $a/d = 1,47$ ), которая лежит очень близко от точки инверсии ( $a/d = 1,5$ ). Небольшое увеличение расстояния между ионами марганца путем внедрения в решетку немагнитных компонентов приводит к появлению ферромагнетизма. По этой причине ферромагнетиками являются не только сплавы Гейслера, но и такие соединения, как  $\text{MnBi}$ ,  $\text{MnSb}$  и др.

Геометрия доменной структуры ферромагнетика, т.е. характер разбиения его на домены, также определяется из условия минимума свободной энергии системы. Однодоменное состояние энергетически невыгодно, так как в этом случае на концах ферромагнетика возникают магнитные полюса, создающие внешнее магнитное поле, которое обладает определенной потенциальной энергией (рис. 9.7, а). Напряженность магнитного поля  $H_o$ , создаваемого полюсами («магнитными зарядами») внутри образца, всегда антипараллельна намагниченности и напряженности внешнего магнитного поля. Вне образца у полюсов эта напряженность совпадает по направлению с напряженностью  $H$ ,

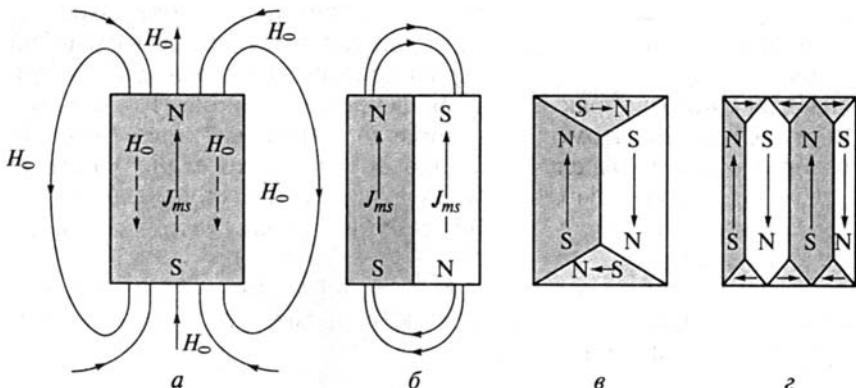


Рис. 9.7. Возможные варианты доменных структур:

а — однодоменная; б — двухдоменная; в, г — многодоменная

а по бокам намагниченного тела  $H_o$  и  $H$  антипараллельны друг другу.

Однодоменную структуру можно рассматривать как совокупность нескольких магнитов, соприкасающихся одноименными полюсами. Энергия однородно намагниченного образца пропорциональна его объему и при больших размерах ферромагнетика может достигать весьма высоких значений. Если кристалл состоит из двух доменов с противоположной ориентацией магнитных моментов, то он обладает существенно меньшей магнитостатической энергией (рис. 9.7, б). Силовые линии магнитного поля, выходя из одного домена, почти сразу входят в соседний. Магнитное поле резко затухает при удалении от поверхности ферромагнетика.

Еще более выгодной является структура с боковыми, замыкающими домены, показанная на рис. 9.7, в, г. В этом случае магнитный поток замыкается внутри образца, а за его пределами магнитное поле практически равно нулю. Магнитные полюса на поверхности таких структур исчезают.

Деление на домены ограничивается увеличением энергии доменных границ. Для образования доменной границы необходимо совершить работу против обменных сил, которые стремятся вызвать параллельную ориентацию спиновых моментов, и сил магнитной кристаллографической анизотропии (см. подразд. 9.4). Наиболее устойчивым является такое состояние ферромагнетика, в котором уменьшение магнитостатической энергии вследствие разбиения на домены компенсируется увеличением энергии доменных границ. Равновесный размер домена  $d$  увеличивается с возрастанием толщины ферромагнетика. Кристаллы малых размеров могут состоять из одного домена (образование границы энергети-

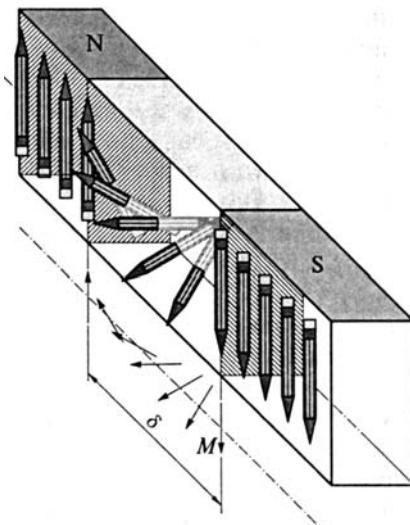


Рис. 9.8. Структура переходного слоя между антипараллельными доменами («стенка Блоха»)

чески невыгодно). Иллюстрацией этому служит намагничивание опилок при обработке ферромагнитных материалов.

Линейные размеры доменов составляют  $10^{-2} \dots 10^{-5}$  см. Переходный слой  $\delta$ , разделяющий два домена, намагниченных в противоположных направлениях, называют «стенкой Блоха». В пределах такого слоя происходит постепенное изменение ориентации спинов, при этом вектор намагченности плавно поворачивается на  $180^\circ$  в плоскости, параллельной гетерогранице (рис. 9.8). Плавность перехода от одного направления магнитного момента к противоположному обеспечивает меньшую энергию доменных границ. Чем больше обменная энергия, тем толще переходный слой. Толщина «стенок Блоха» может достигать нескольких сотен межатомных расстояний, т. е. доменная граница значительно больше межатомных расстояний (например, в железе она составляет около 100 нм). Именно по этой причине в кристаллитах малых размеров сохраняется однодоменное состояние.

#### 9.4. ПРОЦЕССЫ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

**Магнитная анизотропия.** В монокристаллах магнитных веществ существуют направления *легкого, среднего и трудного* намагничивания. Число эквивалентных направлений легкого намагничива-

ния определяется симметрией кристаллической решетки. Монокристалл, намагниченный вдоль оси трудного намагничивания, обладает наибольшей магнитной энергией. В отсутствие внешнего поля магнитные моменты доменов самопроизвольно ориентируются в одном из возможных направлений легкого намагничивания. Отметим, что анизотропия магнитных свойств не связана с обменным взаимодействием. Обменная энергия не изменяется при одновременном повороте спиновых моментов на любой угол относительно кристаллографических осей.

На рис. 9.9 показаны направления легкого, среднего и трудного намагничивания в монокристаллах трех основных ферромагнитных элементов: железа, никеля и кобальта. Элементарная ячейка железа представляет собой объемно-центрированный куб (рис. 9.9, *а*). Направление легкого намагничивания совпадает с ребром куба [100]. Следовательно, в монокристалле железа можно выделить шесть эквивалентных направлений легкого намагничивания. Направление пространственной диагонали куба [111] соответствует направлению трудного намагничивания. У никеля, имеющего структуру гранецентрированного куба, диагональ [111], наоборот, является осью легкого намагничивания (рис. 9.9, *б*); симметрия решетки определяет восемь таких эквивалентных направлений. В то же время кобальт, кристаллизующийся в гексагональной структуре, имеет лишь два направления легкого намагничивания, совпадающих с осью призмы, т.е. магнитные моменты доменов в отсутствие внешнего поля могут быть ориентированы лишь в двух антипараллельных направлениях (рис. 9.9, *в*). Такие ферромагнетики называются материалами с одноосной магнитной анизотропией.

Для намагничивания монокристалла до насыщения вдоль одной из осей легкого намагничивания нужно затратить значительно меньшую энергию, чем для такого же намагничивания вдоль оси трудного намагничивания (рис. 9.10). Энергию, затрачиваемую

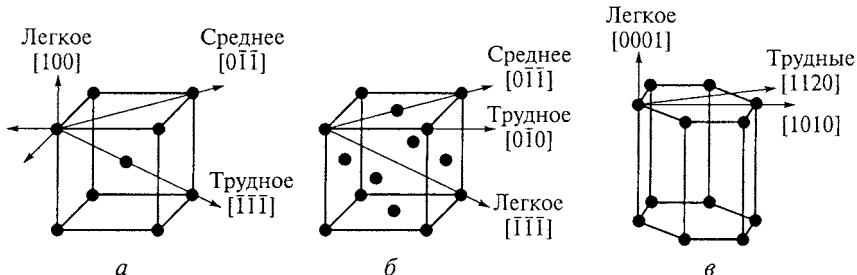


Рис. 9.9. Направления легкого, среднего и трудного намагничивания в монокристаллах ферромагнитных кристаллов:

*а* — железа; *б* — никеля; *в* — кобальта

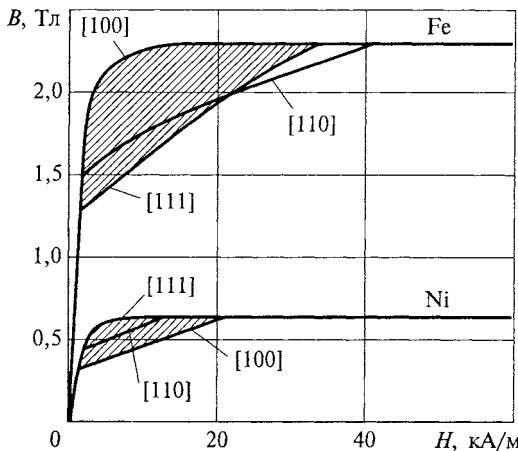


Рис. 9.10. Кривые намагничивания кристаллов железа и никеля вдоль различных кристаллографических направлений

внешним магнитным полем на поворот вектора намагченности ферромагнитного кристалла из направления легкого намагничивания в направление трудного намагничивания, называют *энергией естественной магнитной кристаллографической анизотропии*. Эту энергию можно вычислить по площади фигуры, ограниченной кривыми намагничивания в направлениях соответствующих кристаллографических осей (заштрихованные области на рис. 9.10). Для кристаллов кубической симметрии энергия магнитной анизотропии, отнесенная к единице объема ферромагнетика, определяется формулой

$$\mathcal{E}_k = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2, \quad (9.9)$$

где  $K_1$ ,  $K_2$  — константы магнитной кристаллографической анизотропии,  $\text{Дж}/\text{м}^3$ ;  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  — косинусы углов между направлениями вектора намагченности и ребрами куба.

Чем больше константы  $K_1$  и  $K_2$ , тем значительнее внутрекристаллические силы ориентации спинов относительно кристаллографических осей. Для подавляющего большинства материалов константы анизотропии уменьшаются при повышении температуры. При комнатной температуре для кристаллов железа константы  $K_1$  и  $K_2$  составляют  $4,2 \cdot 10^4$  и  $1,5 \cdot 10^4 \text{ Дж}/\text{м}^3$  соответственно. В этих же условиях у никеля  $K_1 = -5,5 \cdot 10^3 \text{ Дж}/\text{м}^3$ ,  $K_2 = 5 \cdot 10^3 \text{ Дж}/\text{м}^3$ . У сплавов Fe — Ni при содержании никеля около 70 % константа анизотропии  $K_1$  обращается в нуль. Эта особенность используется при создании материалов с высокой магнитной проницаемостью (см. подразд. 10.2).

**Кривая намагничивания.** Зависимость магнитной индукции макрообъема ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля называют кривой намагничивания. Для получения криевых намагничивания в качестве исходного принимают размагниченное состояние образца, при котором в отсутствие внешнего поля индукция равна нулю, поскольку магнитные моменты доменов статистически равновероятно распределяются по всем возможным направлениям легкого намагничивания. Полностью размагниченное состояние ферромагнетика достигается при его охлаждении в магнитной защите (магнитном экране) от начальной температуры, превосходящей точку Кюри (см. подразд. 9.5). В этом случае магнитная защита должна экранировать охлаждаемый образец от воздействия всех внешних магнитных полей, в том числе от воздействия слабого земного магнетизма. Однако на практике размагничивание ферромагнетика чаще всего осуществляют путем воздействия на него переменным магнитным полем, амплитуду напряженности которого постепенно уменьшают до нуля.

Типичная кривая намагничивания поликристаллического ферромагнетика приведена на рис. 9.11. На ней можно выделить четыре характерных участка, каждому из которых соответствует свой особый механизм намагничивания. В слабых полях, отвечающих области I, относительно медленное возрастание индукции с ростом  $H$  связывают с процессами *обратимого (упругого) смещения* доменных границ. При этом происходит увеличение объема тех доменов, магнитные моменты которых образуют наименьший угол

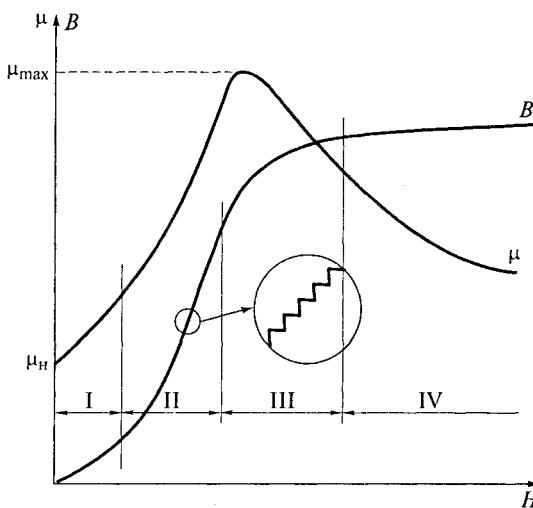


Рис. 9.11. Характерные зависимости магнитной индукции  $B$  и магнитной проницаемости  $\mu$  поликристаллического ферромагнетика от напряженности  $H$  внешнего магнитного поля

с направлением внешнего поля, и, наоборот, размеры доменов уменьшаются с неблагоприятной ориентацией вектора спонтанной намагченности (т. е. одни домены «поедают» других). После снятия слабого поля доменные границы возвращаются в прежнее положение, остаточная намагченность в образце не возникает. Перемагничивание ферромагнетика в пределах этого участка не оставляет следов магнитного гистерезиса (см. далее).

В области более сильных полей (область II на рис. 9.11) смещение доменных границ носит необратимый, скачкообразный характер. Если намагничиваемый образец поместить внутри катушки, подключенной через усилитель к телефону, то можно прослушивать отдельные щелчки, обусловленные индуцируемой в катушке ЭДС при резком изменении магнитного потока. Ступенчатый характер процесса намагничивания получил название эффекта Баркгаузена. На участке *необратимого смещения* доменных границ кривая намагничивания имеет наибольшую крутизну.

По мере дальнейшего увеличения напряженности магнитного поля возрастает роль второго механизма намагничивания — *механизма вращения*, при котором магнитные моменты доменов постепенно поворачиваются из направления легкого намагничивания, образующего небольшой угол с полем, в направление поля, т. е. в направление более трудного намагничивания (область III на рис. 9.11). Такой поворот требует преодоления сил магнитной анизотропии, поэтому кривая намагничивания на этом участке оказывается более пологой, чем в области II. Если намагничиванию подвергается образец мелкодисперсного строения, то механизм вращения играет доминирующую роль из-за отсутствия доменных границ в малых зернах.

Когда все магнитные моменты доменов ориентируются вдоль поля, наступает *техническое насыщение* намагченности (область IV на рис. 9.11). Незначительное возрастание индукции на участке насыщения обусловлено слагаемым  $\mu_0 H$  (см. формулу (9.2)) и увеличением намагченности самого домена. Последнее получило название *парапроцесса*, или истинного намагничивания. Термин «парапроцесс» подчеркивает аналогию с процессом намагничивания парамагнетиков. Дело в том, что строго параллельное расположение спиновых моментов в домене, вызываемое обменными силами, имеет место лишь при очень низких температурах, близких к абсолютному нулю. При повышении температуры упорядоченность в расположении спинов несколько нарушается из-за дезориентирующего влияния теплового движения частиц. Однако внешнее поле стремится уничтожить этот магнитный беспорядок, возвращая «неправильно» ориентированные спины к параллельной ориентации. Таким образом достигается эффект приращения намагченности. Роль парапроцесса возрастает с повышением температуры.

В отличие от истинного намагничивания возрастание индукции за счет смещения доменных границ и вращения магнитных моментов часто называют техническим намагничиванием ферромагнетика. Основные стадии технического намагничивания схематично показаны на рис. 9.12. Свободному движению доменных границ препятствует их локализация на дефектах структуры (поры, микроКЛЮЧЕНИЯ и др.).

Зависимость магнитной индукции  $B$  предварительно размагниченного ферромагнетика от напряженности магнитного поля  $H$  при ее монотонном увеличении называется *начальной (нулевой) кривой намагничивания*.

**Магнитный гистерезис.** Если ферромагнетик намагнить до насыщения  $B_s$ , а затем отключить внешнее поле, то индукция в нуль не обратится, а примет некоторое значение  $B_r$ , называемое *остаточной индукцией* (рис. 9.13). Намагниченное состояние ферромагнетика при  $H = 0$  по своей природе метастабильно, но часто может сохраняться неограниченно долго. Чтобы убрать остаточную индукцию, необходимо приложить поле, направленное противоположно полю намагничивания. Напряженность магнитного поля  $-H_c$ , при которой индукция в ферромагнетике, предварительно намагниченном до насыщения, обращается в нуль, называется *коэрцитивной силой*.

Увеличение напряженности поля до значений, больших  $-H_c$ , вызывает перемагничивание ферромагнетика вплоть до насыщения  $-B_s$ . Таким образом, при воздействии переменного поля намагничивание и размагничивание ферромагнетика описываются разными кривыми. Такое явление получило название *магнитного гистерезиса*. В этом случае магнитная индукция уже не является однозначной функцией  $H$ . Характер зависимости оказывается тесно связанным с предшествующей историей образца. Магнитный гистерезис обусловлен необратимыми процессами намагничивания и отражает существование метастабильных состояний ферромагнитных веществ.

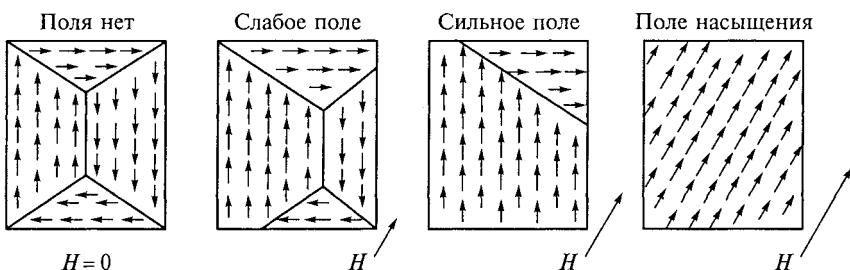


Рис. 9.12. Схема изменения ориентации спиновых магнитных моментов в доменах на различных стадиях намагничивания ферромагнетика

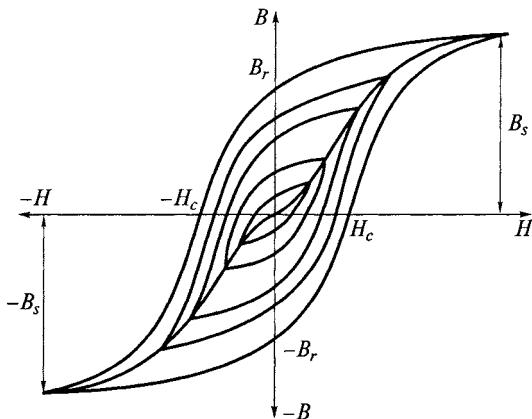


Рис. 9.13. Петли гистерезиса при различных значениях амплитуды переменного магнитного поля и основная кривая намагничивания ферромагнетика

Для различных амплитудных значений напряженности внешнего поля  $H_m$  можно получить семейство петель гистерезиса разного размаха. Петлю гистерезиса, полученную при насыщении индукции, называют *предельной*. При дальнейшем возрастании  $H$  площадь предельной петли остается неизменной.

Остаточная индукция  $B_r$  и коэрцитивная сила  $H_c$  являются параметрами предельной гистерезисной петли. Совокупность вершин петель гистерезиса, соответствующих разным  $H_m$ , образует *основную кривую намагничивания* ферромагнетика. Основная кривая намагничивания для магнитомягких материалов (с малой  $H_c$ ) практически не отличается от начальной кривой.

Следует отметить, что истинные кривые намагничивания ферромагнитного материала могут быть получены экспериментально только при использовании кольцевых сердечников или очень длинных стержневых образцов. Однако на практике часто приходится иметь дело с образцами совсем иной формы (цилиндры, диски, пластины, подковы и т. п.), в которых внутреннее поле может существенно отличаться от внешнего. В таких случаях в намагничиваемых образцах возникают магнитные полюса и связанные с ними размагничивающие поля (см. рис. 9.7, *а*). Из-за влияния размагничивающего фактора кривые намагничивания и петли гистерезиса становятся более пологими.

**Магнитная проницаемость.** С помощью кривой намагничивания ферромагнетика легко построить зависимость магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля. По причине нелинейности магнитных свойств для ферромагнетиков (по аналогии с сегнетоэлектриками) выделяют несколько магнитных про-

нициаемостей, характеризующих различные режимы эксплуатации материала. Магнитную проницаемость, определяемую по формуле  $\mu = B/(\mu_0 H)$ , называют *статической магнитной проницаемостью*. Она пропорциональна тангенсу угла наклона секущей, проведенной из начала координат через соответствующую точку на основной кривой намагничивания. Зависимость  $\mu(H)$  показана на рис. 9.11. Восходящий участок этой кривой обусловлен сильными изменениями намагченности при небольшом увеличении  $H$  за счет необратимых процессов технического намагничивания ферромагнетика. Дальнейшее уменьшение  $\mu$  в области более сильных магнитных полей объясняется техническим насыщением намагченности.

Предельное значение магнитной проницаемости  $\mu_{\text{нач}}$  при напряженности магнитного поля, стремящейся к нулю, называется *начальной магнитной проницаемостью*. Эта характеристика имеет важнейшее значение при техническом использовании многих магнитных материалов. Экспериментально ее определяют в слабых полях с напряженностью порядка 0,1 А/м.

В области обратимого намагничивания ферромагнетика для магнитной проницаемости выполняется эмпирическая формула Релея:

$$\mu = \mu_{\text{нач}} + \beta H,$$

где  $\beta$  — постоянная, зависящая от природы материала.

Крутизна отдельных участков кривой намагничивания и ветвей петли гистерезиса характеризуется *дифференциальной магнитной проницаемостью*, определяемой по формуле

$$\mu_{\text{диф}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}.$$

В одном и том же образце максимальное значение дифференциальной проницаемости всегда превышает максимальное значение статической проницаемости  $\mu_{\text{max}}$ .

Нередко ферромагнетик используется при одновременном воздействии сильного постоянного и слабого переменного магнитных полей. Изменение магнитного состояния ферромагнетика в этих условиях характеризуется небольшой частной петлей гистерезиса. Отношение приращения индукции  $\Delta B_-$  к приращению напряженности поля  $\Delta H_-$  при фиксированном подмагничивающем поле  $H_-$  называется *обратимой, или реверсивной, магнитной проницаемостью*:

$$\mu_{\text{рев}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B_-}{\Delta H_-} \Bigg|_{\frac{H_-}{\Delta H_- \rightarrow 0}}.$$

Реверсивная магнитная проницаемость уменьшается с увеличением напряженности постоянного смещающего поля  $H_-$  (за исключением области очень слабых полей).

**Магнитострикция.** Изменение магнитного состояния ферромагнитного образца сопровождается изменением его линейных размеров и формы. Это явление называется магнитострикцией. Различают линейную и спонтанную магнитострикцию.

**Спонтанная магнитострикция** возникает при переходе вещества из парамагнитного в ферромагнитное состояние в процессе охлаждения до температуры ниже точки Кюри (см. подразд. 9.5). **Линейная (индуцированная) магнитострикция** связана с искажениями кристаллической решетки под действием внешнего поля.

Линейную магнитострикцию оценивают значением относительной линейной деформации образца в направлении магнитного поля, называемым коэффициентом линейной магнитострикции  $\lambda_m = \Delta l/l$ . Численные значения коэффициента линейной магнитострикции  $\lambda_m$  зависят от типа структуры, кристаллографического направления, напряженности магнитного поля и температуры. При этом линейная магнитострикция может быть как положительной, так и отрицательной, т. е. размеры образца в направлении поля при намагничивании могут как увеличиваться, так и уменьшаться. В качестве примера на рис. 9.14 представлены зависимости коэффициентов линейной магнитострикции от напряженности магнитного поля для поликристаллических образцов элементарных ферромагнетиков. Относительную магнитострикционную деформацию, возникающую при магнитном насыщении образца, называют константой магнитострикции  $\lambda_s$ .

Изменение размеров ферромагнетика при намагничивании сопровождается появлением в нем внутренних деформаций и напряжений, которые препятствуют смещению доменных границ. Таким образом, магнитострикция, как и кристаллографическая анизотропия, затрудняет процесс намагничивания ферромагнетика в слабых полях. Поэтому высокой магнитной проницаемо-

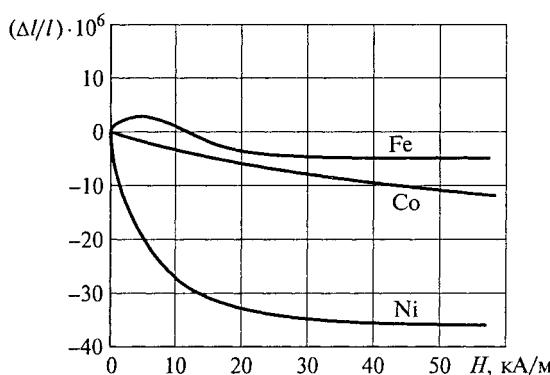


Рис. 9.14. Зависимость магнитострикционной деформации поликристаллов железа, кобальта и никеля от напряженности внешнего поля

стью обладают те магнитные материалы, у которых малы константы анизотропии и магнитострикций.

Как видно из рис. 9.14, в слабых полях железо и никель имеют коэффициенты магнитострикций с разными знаками. Это обстоятельство используют при получении железоникелевых сплавов типа пермаллоя с большой начальной магнитной проницаемостью. В пермаллоях с содержанием никеля порядка 80 % коэффициенты магнитострикций вдоль всех основных кристаллографических направлений становятся близкими к нулю. Константы магнитострикций уменьшаются при нагревании ферромагнетиков и обращаются в нуль при температуре перехода вещества в парамагнитное состояние (точка Кюри).

## 9.5. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

При нагревании ферромагнетика ослабляется роль обменного взаимодействия, что приводит к постепенной тепловой дезориентации спиновых магнитных моментов и уменьшению спонтанной намагниченности. Выше некоторой температуры происходит фазовый переход вещества в парамагнитное состояние, т. е. исчезают спонтанная намагниченность и связанная с ней доменная структура. Температуру такого фазового перехода называют *магнитной точкой Кюри*. Вблизи магнитной точки Кюри наблюдается ряд особенностей и в изменении немагнитных свойств ферромагнетиков: удельного сопротивления, удельной теплоемкости, температурного коэффициента линейного расширения и др.

На рис. 9.15 показана типичная зависимость намагниченности насыщения от температуры. Экспериментально такая кривая снижается в сильном магнитном поле, когда происходит монодоменизация образца. При низких температурах намагниченность насыщения  $J_{ms}$  изменяется в соответствии с формулой

$$J_{ms}/J_{m0} = (1 - \alpha_0 T^{3/2}), \quad (9.10)$$

где  $J_{m0}$  — намагниченность насыщения при температуре абсолютного нуля;  $\alpha_0$  — постоянная, зависящая от природы материала.

Намагниченность насыщения резко падает по мере приближения к магнитной точке Кюри, где выполняется соотношение

$$J_{ms}/J_{m0} = \alpha_1 \sqrt{1 - T/T_K}, \quad (9.11)$$

где  $\alpha_1$  — константа для данного материала.

Принято определять магнитную точку Кюри пересечением линейного продолжения наиболее крутого участка спада кривой намагниченности с осью температур (см. рис. 9.15). Чтобы исключить

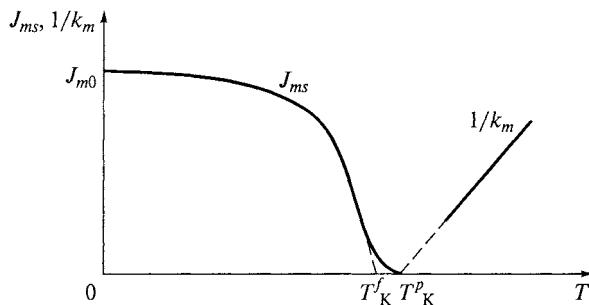


Рис. 9.15. Зависимость намагниченности насыщения и парамагнитной восприимчивости ферромагнетика от температуры:

$T_K^f$  и  $T_K^p$  — ферромагнитная и парамагнитная точки Кюри соответственно

«тепловой хвост», для экстраполяции экспериментальных данных используют формулу (9.11). Определяемую таким образом температуру  $T_K^f$  называют *ферромагнитной точкой Кюри*.

При температуре Кюри магнитная проницаемость ферромагнетика становится примерно равной единице. Выше точки Кюри изменение магнитной восприимчивости подчиняется закону Кюри — Вейсса:

$$k_m = C / (T - T_K),$$

где  $C$  — постоянная Кюри — Вейсса.

Экстраполируя прямолинейную зависимость  $1/k_m (T)$  до пересечения с осью абсцисс, получим точку, в которой парамагнитная восприимчивость обращается в бесконечность (см. рис. 9.15). Найденную таким способом температуру  $T_K^p$  называют *парамагнитной точкой Кюри*. Обычно температуры  $T_K^f$  и  $T_K^p$  несколько не совпадают. Это объясняют существованием в ферромагнетике даже при температуре выше  $T_K$  некоторого ближнего порядка в расположении спинов.

Практический интерес представляет температурная зависимость магнитной проницаемости ферромагнетика  $\mu(T)$ . Характер этой зависимости оказывается неодинаковым для магнитных проницаемостей, измеренных в слабых и сильных полях (рис. 9.16). Для начальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{нач}}$  наблюдается отчетливый максимум при температуре несколько ниже точки Кюри. В то же время температурная зависимость магнитной проницаемости, соответствующей сильным магнитным полям (области насыщения), качественно повторяет температурное изменение намагниченности насыщения (см. рис. 9.15).

Возрастание  $\mu_{\text{нач}}$  при повышении температуры обусловлено, главным образом, уменьшением констант магнитострикции и магнитной кристаллографической анизотропии, т. е. при нагрева-

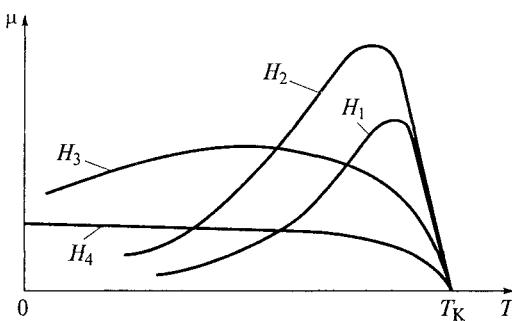


Рис. 9.16. Температурные зависимости магнитных проницаемостей ферромагнетика, измеренных при различных напряженностях внешнего поля:  $H_4 > H_3 > H_2 > H_1$ ; напряженность  $H_1$  соответствует  $\mu_{\text{нав}}$ ;  $H_4$  — область технического насыщения

нии ферромагнетика ослабляются силы, препятствующие смещению доменных границ и повороту магнитных моментов доменов. Высокотемпературный спад магнитной проницаемости связан с резким уменьшением спонтанной намагниченности доменов. У железа  $T_K = 769$  °С, но при 700 °С намагниченность насыщения  $J_{ms}$  составляет еще 50 % от низкотемпературного значения  $J_{m0}$ , тогда как константа магнитной анизотропии уже практически равна нулю.

По температуре Кюри можно произвести оценку энергии обменного взаимодействия:

$$\mathcal{E}_A \approx kT_K/2.$$

Для  $T_K = 1000$  К получим  $\mathcal{E}_A = 4,3 \cdot 10^{-2}$  эВ. По сравнению с этим значением энергия кристаллографической анизотропии и магнитострикционных деформаций на 2–5 порядков меньше. Среди всех ферромагнетиков наиболее высокой температурой Кюри ( $T_K = 1131$  °С) обладает кобальт. Для чистого никеля она составляет лишь 358 °С.

## 9.6. ПОВЕДЕНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**Магнитные потери.** Перемагничивание ферромагнетиков в переменных полях сопровождается потерями энергии, вызывающими нагрев материала. В общем случае потери на перемагничивание складываются из потерь на гистерезис, вихревые токи и магнитное последействие. Влиянием магнитного последействия в разогрев ферромагнетика обычно можно пренебречь.

*Потери на гистерезис, Дж/м<sup>3</sup>, за один цикл перемагничивания (т. е. за один период изменения поля), отнесенные к единице объема*

вещества, определяются площадью статической петли гистерезиса, т. е. петли, полученной при медленном изменении магнитного потока:

$$\mathcal{E}_r = \oint_{\text{ст}} H dB.$$

Для вычисления этих потерь можно использовать эмпирическую формулу вида

$$\mathcal{E}_r = \eta B_m^n, \quad (9.12)$$

где  $\eta$  — коэффициент, зависящий от свойств материала;  $B_m$  — максимальная индукция, достигаемая в данном цикле;  $n$  — показатель степени, принимающий значения от 1,6 до 2 в зависимости от  $B_m$ .

Потери на гистерезис обусловлены необратимыми процессами перемагничивания. *Вихревые токи* возникают в проводящей среде под действием ЭДС самоиндукции, пропорциональной скорости изменения магнитного потока. Отсюда вытекает отличие статических петель гистерезиса от динамических: если статические характеризуют лишь потери на гистерезис, то динамические включают суммарные потери — на гистерезис и вихревые токи, т. е. при намагничивании переменным полем петля гистерезиса расширяется. При этом потери на гистерезис  $\mathcal{E}_r$  за один период изменения внешнего поля остаются постоянными в достаточно широком диапазоне частот, а потери на вихревые токи  $\mathcal{E}_{\text{в.т}}$  возрастают пропорционально частоте. Отмеченные закономерности позволяют легко оценить вклад каждой составляющей в общую сумму потерь на перемагничивание  $\mathcal{E}_n$  за один цикл (рис. 9.17).

Для практических целей более важной характеристикой является активная мощность, выделяющаяся в ферромагнетике при его перемагничивании, т. е. энергия, расходуемая в единицу времени. Мощность, обусловленная потерями на вихревые токи, определяется эмпирической формулой следующего вида:

$$P_{\text{в.т}} = \mathcal{E}_{\text{в.т}} f V = \xi f^2 B_m^2 V, \quad (9.13)$$

где  $V$  — объем образца;  $\xi$  — коэффициент, пропорциональный удельной проводимости вещества и зависящий от геометрической

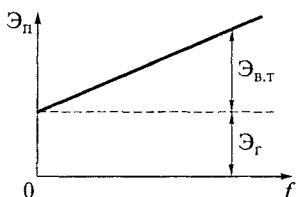


Рис. 9.17. Потери на перемагничивание за один период в зависимости от частоты изменения поля

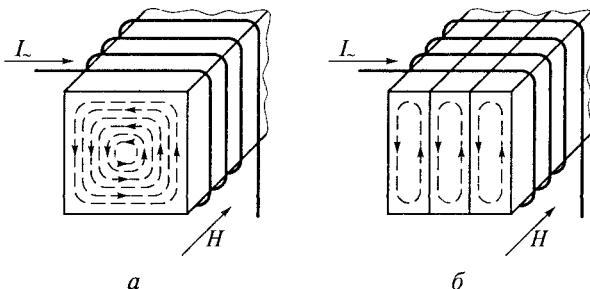


Рис. 9.18. Схема распределения вихревых токов в поперечном сечении ферромагнитного сердечника:  
 а — сплошной сердечник; б — сборный сердечник

формы и размеров поперечного сечения намагничиваемого образца.

С учетом формулы (9.12) для мощности, обусловленной потерями на гистерезис, можно записать

$$P_r = \eta B_m^n f V. \quad (9.14)$$

Поскольку величина  $P_{в.т}$  квадратично зависит от частоты, а величина  $P_r$  изменяется пропорционально  $f$ , при высоких частотах потери  $P_{в.т}$  обычно играют доминирующую роль.

Вихревые токи всегда возникают в плоскости, расположенной перпендикулярно магнитному полю (рис. 9.18, а). Под действием переменного магнитного потока в любом контуре, ориентированном вдоль оси сердечника, возникает ЭДС самоиндукции, пропорциональная частоте изменения поля:

$$U \sim E \sim f B_m.$$

По закону Джоуля—Ленца, активная мощность, выделяющаяся в контуре, определяется выражением

$$P_a = \gamma E^2 \sim \gamma f^2 B_m^2,$$

что соответствует эмпирической формуле (9.13).

Для уменьшения потерь на вихревые токи необходимо использовать магнитный материал с повышенным удельным сопротивлением, либо собирать сердечник из тонких листов, изолированных друг от друга. В случае сборного сердечника плоскости листов должны быть направлены вдоль линий магнитной индукции, как показано на рис. 9.18, б. Мощность, расходуемая на вихревые токи в единице массы  $p_{в.т}$ , Вт/кг, связана с толщиной листа  $h$  соотношением

$$p_{в.т} = p_{в.т} / (Vd) = 1,64 \gamma h^2 f^2 B_m^2 / d,$$

где  $d$  — плотность материала.

*Потери на магнитное последействие* обусловлены отставанием магнитной индукции от изменения напряженности магнитного поля. Исследования показывают, что спад намагниченности ферромагнетиков после отключения внешнего поля происходит не мгновенно, а в течение некоторого промежутка времени: от долей миллисекунды до нескольких минут. Время установления стабильного магнитного состояния существенно возрастает с понижением температуры. Одной из основных причин магнитного последействия является тепловая энергия, которая помогает слабо закрепленным доменным границам преодолевать энергетические препятствия (барьеры), мешающие их свободному смещению при изменении поля. Рассмотренное явление называется *магнитной вязкостью*. Физическая природа потерь на магнитное последействие во многом аналогична релаксационной поляризации диэлектриков.

**Комплексная магнитная проницаемость и угол потерь.** В слабых полях и на высоких частотах динамическая петля гистерезиса вследствие отставания индукции от напряженности поля имеет форму эллипса. Обозначив угол отставания через  $\delta_\mu$ , разложим магнитную индукцию на две составляющие:

$$B_{m1} = B_m \cos \delta_\mu \text{ и } B_{m2} = B_m \sin \delta_\mu.$$

Первая составляющая совпадает по фазе с напряженностью поля, а вторая — отстает от нее на угол  $\pi/2$ .

Можно показать, что потери на перемагничивание обусловлены лишь составляющей  $B_{m2}$ . Физическую величину, определяемую соотношением

$$\mu' = B_{m1} / (\mu_0 H),$$

называют *упругой магнитной проницаемостью*\*.

В противоположность ей величину, равную

$$\mu'' = B_{m2} / (\mu_0 H),$$

называют *вязкой магнитной проницаемостью*.

Наиболее полно поведение ферромагнетиков в переменных полях описывает *комплексная магнитная проницаемость*:

$$\tilde{\mu} = \mu' - j\mu''.$$

Угол  $\delta_\mu$  принято называть *углом магнитных потерь*. Из изложенного ранее следует, что

$$\operatorname{tg} \delta_\mu = \mu'' / \mu'. \quad (9.15)$$

Тангенс угла магнитных потерь можно выразить через параметры эквивалентной схемы. Для этого индуктивную катушку с

\* Введенная ранее относительная магнитная проницаемость  $\mu$  совпадает с  $\mu'$ .

сердечником из магнитного материала представим в виде последовательной цепочки из индуктивности  $L$  и активного сопротивления  $r$ , эквивалентного всем видам потерь на перемагничивание (рис. 9.19). Собственной емкостью и сопротивлением обмотки катушки индуктивности пренебрегаем. Из векторной диаграммы следует, что

$$\operatorname{tg}\delta_\mu = r / (\omega L).$$

С учетом этого активную мощность рассчитаем по формуле

$$P_a = I^2 \omega L \operatorname{tg}\delta_\mu.$$

Величину, обратную  $\operatorname{tg}\delta_\mu$ , называют *добротностью* сердечника.

**Поверхностный эффект.** В соответствии с законом Ленца вихревые токи, индуцируемые в ферромагнетике, стремятся воспрепятствовать тем изменениям, которые их вызывают. Поэтому собственное магнитное поле вихревых токов всегда стремится ослабить изменение основного магнитного потока, т. е. вихревые токи оказывают размагничивающее действие на сердечник, что проявляется в уменьшении индукции и эффективной магнитной проницаемости.

Из картины распределения вихревых токов в поперечном сечении сердечника (см. рис. 9.18, *а*) вытекает, что размагничивающее действие вихревых токов неодинаково в различных частях сечения и наиболее резко выражено в центральных областях, так как они охватываются наибольшим числом контуров вихревых токов. В центре сечения магнитодвижущая сила, обусловленная вихревыми токами, равна сумме магнитодвижущих сил, создаваемых всеми контурами вихревых токов, а на поверхности сердечника она равна нулю. Поэтому переменный магнитный поток неравномерно распределяется по сечению магнитопровода; магнитная индукция имеет наименьшее значение в центральных частях сечения, т. е. вихревые токи экранируют центральный объем сердечника от проникновения в него магнитного потока.

Вытеснение магнитного поля на поверхность проявляется тем сильнее, чем больше частота его изменения, а также магнитная проницаемость и удельная проводимость намагничиваемой среды. В случае сильно выраженного поверхностного эффекта изменение

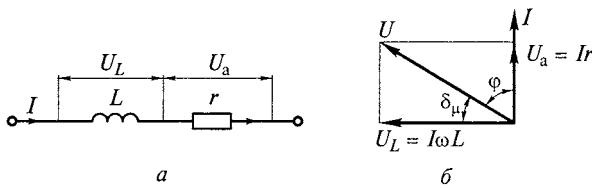


Рис. 9.19. Эквивалентная схема (*а*) и векторная диаграмма (*б*) катушки индуктивности с магнитным сердечником

магнитной индукции по сечению сердечника вдоль нормали  $z$  к его поверхности характеризуется уравнением

$$B_m \approx B_{m0} \exp(-z/\Delta),$$

где  $B_{m0}$  — магнитная индукция на поверхности сердечника;  $\Delta$  — глубина проникновения электромагнитного поля в вещества, определяемая формулой (2.26);  $z$  — текущее значение.

Например, для малоуглеродистой стали, имеющей  $\mu \approx 1\,000$  и  $\gamma \approx 10^7$  См/м, глубина проникновения поля  $\Delta$  на частоте 50 Гц составляет 0,7 мм, а на частоте 1 МГц — лишь 0,005 мм.

Поскольку индукция неравномерно распределена по сечению магнитопровода, для характеристики его свойств в переменных магнитных полях удобно ввести усредненную характеристику — *эффективную магнитную проницаемость*  $\mu_{\text{эфф}}$ . Ее рассчитывают на основе представления об однородной намагниченности по всему сечению образца:

$$\mu_{\text{эфф}} = \Phi / (\mu_0 S H),$$

где  $\Phi$  — полный магнитный поток;  $S$  — площадь поперечного сечения магнитопровода;  $H$  — напряженность внешнего магнитного поля.

С ростом частоты пропорционально возрастает ЭДС самоиндукции. Соответственно усиливается размагничивающее влияние вихревых токов, что приводит к уменьшению эффективной магнитной проницаемости ферромагнетика (рис. 9.20).

Затухание электромагнитной волны при ее распространении в проводящей среде полезно используется при создании электромагнитных экранов, которые служат для защиты электронных схем и электроизмерительных приборов от внешних наводок, а также

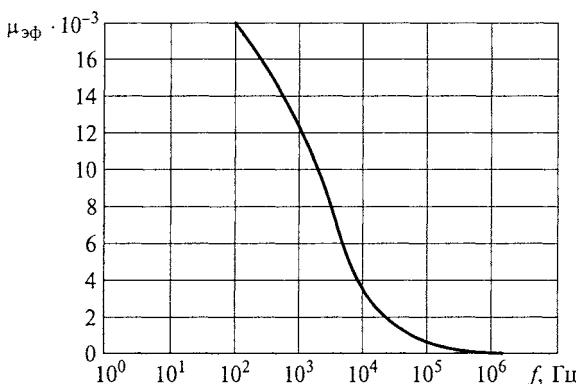


Рис. 9.20. Зависимость эффективной магнитной проницаемости пермаллоя от частоты в слабом поле ( $H = 0,8 \text{ А/м}$ )

для защиты радиоэфира от помех, создаваемых генераторными устройствами.

Для эффективной защиты толщина стенок экрана должна превышать по крайней мере глубину проникновения  $\Delta$  электромагнитного поля в вещество. На радиочастотах практически непроницаемыми являются экраны из хорошо проводящих металлов: меди, латуни и алюминия (см. подразд. 2.6). Однако на низких частотах такие экраны неэффективны, поскольку необходимы очень толстые стенки (например, у меди на частоте 50 Гц  $\Delta \approx 1$  см). В этих случаях лучше использовать экраны из ферромагнитных материалов, особенно из пермаллоя (см. подразд. 10.2), обладающего весьма высокой магнитной проницаемостью.

## 9.7. ОСОБЕННОСТИ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

**Строение ферримагнетиков.** Ферримагнетики получили свое название от ферритов, под которыми понимают химические соединения оксида железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  с оксидами других металлов. В настоящее время используют сотни различных марок ферритов, отличающихся по химическому составу, кристаллической структуре, магнитным, электрическим и другим свойствам.

Наиболее широкое применение нашли ферриты со структурой природного минерала *шпинели*  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ . Химический состав ферритов-шпинелей отвечает формуле  $\text{MeFe}_2\text{O}_4$ , где под *Me* понимают какой-либо двухвалентный катион. На примере этих соединений рассмотрим наиболее характерные особенности магнитных свойств ферримагнетиков. Исследования показывают, что наличие или отсутствие магнитных свойств определяется кристаллической структурой материалов и, в частности, расположением ионов двухвалентных металлов и железа между ионами кислорода.

Элементарная ячейка шпинели представляет собой куб, в состав которого входят восемь структурных единиц типа  $\text{MeFe}_2\text{O}_4$ , т.е. 32 иона кислорода, 16 ионов трехвалентного железа и 8 ионов двухвалентного металла (рис. 9.21). Кислородные ионы расположены по принципу плотной кубической упаковки шаров. При этом возникают междуузлия двух типов: *тетраэдрические*, образованные окружением четырех анионов, и *октаэдрические*, образованные окружением шести ионов кислорода (рис. 9.22). В этих кислородных междуузлиях находятся катионы металлов.

Всего в элементарной ячейке шпинели может быть заполнено 8 тетраэдрических промежутков (назовем их позициями типа А) и 16 октаэдрических мест (позиции типа В). Структуру, в которой все катионы двухвалентного металла занимают позиции типа А, а катионы трехвалентного железа заселяют позиции типа В, назы-

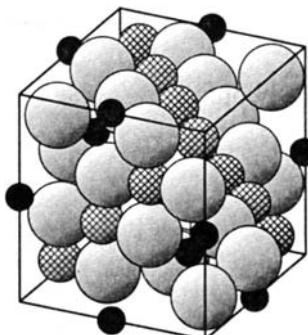
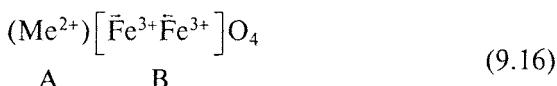


Рис. 9.21. Элементарная ячейка шпинели:

светлые шары — ионы кислорода; черные — катионы в тетраэдрических позициях; заштрихованные — катионы в октаэдрических позициях

вают *нормальной шпинелью*. Учитывая такой характер распределения катионов по кислородным междуузлиям, формулу феррита со структурой нормальной шпинели можно представить в следующем виде:



где в круглых скобках указаны ионы, занимающие позиции типа А, а в квадратных — ионы в позициях типа В. Стрелками условно показано направление магнитных моментов катионов.

В структуре нормальной шпинели кристаллизуются ферриты цинка  $ZnFe_2O_4$  и кадмия  $CdFe_2O_4$ . Как будет показано далее, ферриты со структурой нормальной шпинели немагнитны.

Чаще встречаются ферриты с иным характером распределения катионов по кислородным междуузлиям. Структура, в которой катионы  $Me^{2+}$  находятся в позициях типа В, а катионы трехвалентного железа поровну распределяются между позициями А и В, получила название *обращенной шпинели*. Формулу обращенной шпинели с учетом распределения катионов можно записать в виде

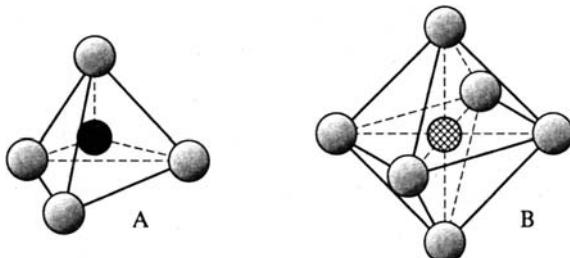
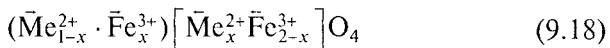


Рис. 9.22. Схематическое изображение кислородных междуузлий тетраэдрического (А) и октаэдрического (В) типов (в центре — металлический катион)



Структуру обращенной шпинели имеют ферриты никеля, кобальта, меди и некоторых других элементов.

Большинство реальных ферритов характеризуется некоторым промежуточным распределением катионов, когда ионы  $\text{Me}^{2+}$ , и ионы трехвалентного железа  $\text{Fe}^{3+}$  занимают позиции того и другого типов. Такие структуры называют *амфотерной шпинелью*. Промежуточному распределению катионов соответствует формула



где  $x$  характеризует степень обращенности шпинели. Структурам нормальной и обращенной шпинели отвечают значения  $x$ , равные соответственно нулю и единице.

**Природа магнитного упорядочения.** В ферритах магнитоактивные катионы находятся достаточно далеко друг от друга, поскольку разделены анионами кислорода, не обладающими магнитным моментом. Поэтому прямое обменное взаимодействие между катионами оказывается очень слабым или отсутствует вообще. Их электронные оболочки практически не перекрываются.

Согласно критерию ферромагнетизма (9.8) ферриты должны проявлять свойства либо парамагнетиков, либо ферромагнетиков с низкой температурой Кюри. Однако такой вывод противоречит эксперименту. От парамагнетиков ферриты отличаются нелинейными магнитными свойствами и высокой магнитной восприимчивостью, являющимися следствием их доменного строения, а по сравнению с ферромагнетиками ферриты имеют существенно меньшую индукцию насыщения.

Теоретическое объяснение особенностей магнитных свойств ферритов впервые было дано французским физиком Л. Неелем. В соответствии с предложенной им теорией ферримагнетизма, получившей дальнейшее развитие в трудах отечественных и зарубежных ученых, в оксидных магнетиках решающую роль играет *косвенное обменное взаимодействие*, осуществляющееся при участии кислородных ионов.

Механизм косвенного обменного взаимодействия поясняет рис. 9.23, *a* на примере феррита никеля. Внешняя  $2p$ -оболочка кислородного аниона  $O^{2-}$  полностью заполнена электронами, причем спиновые моменты попарно скомпенсированы. В то же время незаполненные  $3d$ -оболочки катионов никеля и железа имеют соответственно два и пять нескомпенсированных спинов. Предполагается, что в кристаллической решетке оксидного магнетика диамагнитный ион кислорода может возбуждаться и отдавать один из своих валентных электронов ближайшему катиону, например ка-

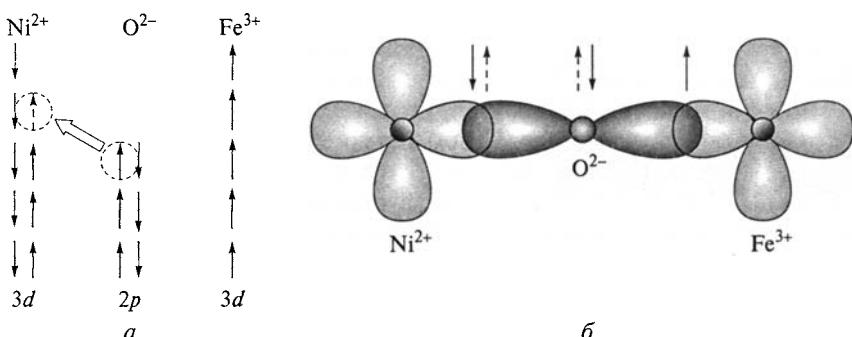


Рис. 9.23. Схема косвенного обменного взаимодействия в феррите никеля:  
*а* — распределение спинов в наружных оболочках взаимодействующих ионов; *б* — перекрытие электронных оболочек ионов, участвующих в создании магнитного упорядочения

тиону никеля  $\text{Ni}^{2+}$ , как показано на рис. 9.23, *а*. Принцип Паули требует, чтобы спин переходящего электрона был антипараллелен магнитному моменту катиона. Отдавая электрон, кислородный анион тоже приобретает магнитный момент и участвует в обменном взаимодействии с другим соседним катионом, в данном случае — с катионом железа. Благодаря сильному перекрытию электронных оболочек ( $a/d < 1,5$ ) это обменное взаимодействие носит *антиферромагнитный характер*. Конечным результатом такого сложного электронного процесса является антипараллельная ориентация магнитных моментов взаимодействующих катионов.

Энергия косвенного обменного взаимодействия зависит от расстояния между ионами и их пространственной координации. Обменное взаимодействие максимально, если три взаимодействующих иона находятся на одной прямой (рис. 9.23, *б*). Наоборот, обменное взаимодействие будет наиболее слабым, если ионы находятся в прямоугольной координации друг к другу. Такой эффект объясняется направленностью в распределении пространственной плотности электронного заряда ионов кислорода, которое имеет вид вытянутых  $p$ -орбиталей, т. е. гантелевидную форму.

В ферритах-шпинелях можно различать обменные взаимодействия между катионами, находящимися в одинаковых и различных кислородных междуузлиях, т. е. взаимодействия по типу  $\text{A}-\text{O}-\text{A}$ ,  $\text{B}-\text{O}-\text{B}$  и  $\text{A}-\text{O}-\text{B}$ . Чтобы ответить на вопрос, какой из этих трех видов взаимодействий является главным, необходимо точно знать относительное расположение ионов в кристаллической решетке. Анализ структуры шпинели позволяет сделать вывод о том, что главным является взаимодействие по типу  $\text{A}-\text{O}-\text{B}$ , т. е. обменное взаимодействие между катионами,

занимающими различные кислородные междоузлия, поскольку в этом случае обеспечивается наибольшее перекрытие электронных оболочек взаимодействующих ионов.

Главное обменное взаимодействие определяет характер магнитного упорядочения в структуре оксидного магнетика. Можно считать, что катионы, находящиеся в эквивалентных положениях в структуре шпинели, образуют свою собственную подрешетку, в которой все ионы имеют одинаковое направление магнитного момента. Поэтому спонтанная намагниченность феррита-шпинели равна разности намагниченностей двух подрешеток (см. формулу (9.17)):

$$J_{ms} = J_{mB} - J_{mA}. \quad (9.19)$$

Из выражения (9.19) отчетливо видно, что *магнетизм ферритов проявляется как нескомпенсированный антиферромагнетизм*.

В ферритах цинка и кадмия, имеющих структуру нормальной шпинели, магнитный момент двухвалентных ионов  $Zn^{2+}$  и  $Cd^{2+}$  равен нулю. По этой причине обменное взаимодействие типа А—О—В отсутствует и магнитное упорядочение обусловлено лишь взаимодействием В—О—В, т. е. взаимодействием между катионами железа, находящимися в одной подрешетке (см. формулу (9.16)). Поскольку взаимодействие В—О—В также отрицательно, магнитные моменты катионов  $Fe^{3+}$  ориентируются антипараллельно друг другу. В результате происходит полная компенсация магнитных моментов отдельных ионов, суммарная намагниченность равна нулю, вещества обладают свойствами антиферромагнетика.

**Влияние температуры на магнитную упорядоченность.** Специфика магнитного упорядочения ферритов накладывает отпечаток на характер температурной зависимости намагниченности насыщения. При нагревании ферримагнетика из-за усиливающегося теплового движения ослабляется ориентирующее влияние обменных сил на магнитные моменты катионов, что приводит к уменьшению намагниченности каждой из подрешеток (А и В). В зависимости от характера температурного спада намагниченностей отдельных подрешеток результирующая кривая  $J_{ms}(T)$  для разных материалов может принципиально различаться. Два варианта этих зависимостей показаны на рис. 9.24. У большинства ферритов, как и у ферромагнетиков, намагниченность насыщения  $J_{ms}$  монотонно уменьшается при нагревании и обращается в нуль при температуре перехода в парамагнитное состояние, когда полностью исчезает магнитная упорядоченность (рис. 9.24, а). Температуру такого перехода называют точкой Нееля, или антиферромагнитной точкой Кюри.

Наряду с этим у некоторых ферритов разностная намагниченность  $J_{ms}$  двух подрешеток может обращаться в нуль при температуре ниже точки Кюри (рис. 9.24, б). Таким образом, объясняется

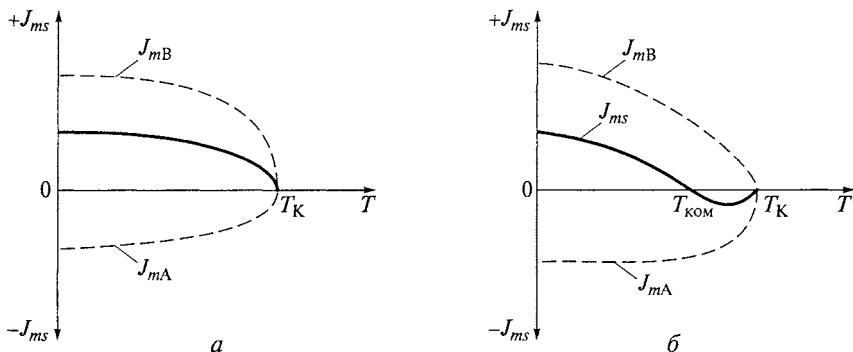
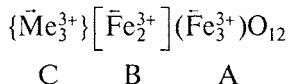


Рис. 9.24. Возможные варианты зависимостей намагниченности насыщения  $J_{ms}$  ферритов-шпинелей от температуры:

*а* — феррит не имеет точки компенсации; *б* — феррит обладает точкой компенсации намагниченности

появление *точки компенсации*  $T_{ком}$  на температурной шкале. При температуре  $T_{ком}$  феррит превращается в антиферромагнетик, а при дальнейшем нагревании у него вновь появляется отличная от нуля спонтанная намагниченность.

Простейшая модель антиферромагнетиков и ферримагнетиков с двумя подрешетками с противоположными направлениями магнитных моментов пригодна лишь для простейших структур. В более сложных случаях удовлетворительное объяснение свойств материалов удается получить только на основе представлений о большем числе магнитных подрешеток. В качестве примера рассмотрим ферриты со структурой *граната*. Их состав соответствует обобщенной химической формуле  $Me_3Fe_5O_{12}$ , где под *Me* понимают трехвалентный ион иттрия или редкоземельного элемента. В структуре граната наряду с тетраэдрическими и октаэдрическими кислородными междоузлиями имеется еще третий тип междоузлий — *додекаэдрические*, которые образованы окружением восьми кислородных ионов. В этих наиболее вместиельных междоузлиях находятся ионы редкоземельного элемента. Распределение ионов по междоузлиям можно охарактеризовать следующей структурной формулой:



где фигурными скобками обозначены додекаэдрические позиции ионов, квадратными — октаэдрические и круглыми — тетраэдрические промежутки.

Между катионами имеет место косвенное отрицательное обменное взаимодействие, причем наиболее сильным является взаимодействие по типу А—О—В. Суммарная намагниченность ферритов-гранатов определяется выражением

$$J_{ms} = J_{mA} - J_{mB} - J_{mC}.$$

Температурные зависимости намагниченности насыщения для ряда ферритов-гранатов показано на рис. 9.25. Как видно из рис. 9.25, большинство ферритов-гранатов обладает точкой компенсации, в которой суммарный магнитный момент ионов  $Fe^{3+}$  в тетраэдрической подрешетке уравновешивается встречным магнитным моментом, создаваемым ионами  $Me^{3+}$  в додекаэдрической подрешетке и ионами  $Fe^{3+}$  в октаэдрической подрешетке. На рис. 9.25 не учитывается изменение направления спонтанной намагниченности доменов при переходе через точку компенсации (см. рис. 9.24), поскольку это изменение никак не отражается на макроскопических свойствах вещества.

По причине слабого взаимодействия типа С—О—А намагниченность С-подрешетки достаточно резко уменьшается при нагревании и при повышенных температурах магнитные свойства ферритов-гранатов в основном определяются более сильным А—О—В взаимодействием между катионами железа  $Fe^{3+}$ , находящимися в междуузлиях разного типа. Энергия такого взаимо-

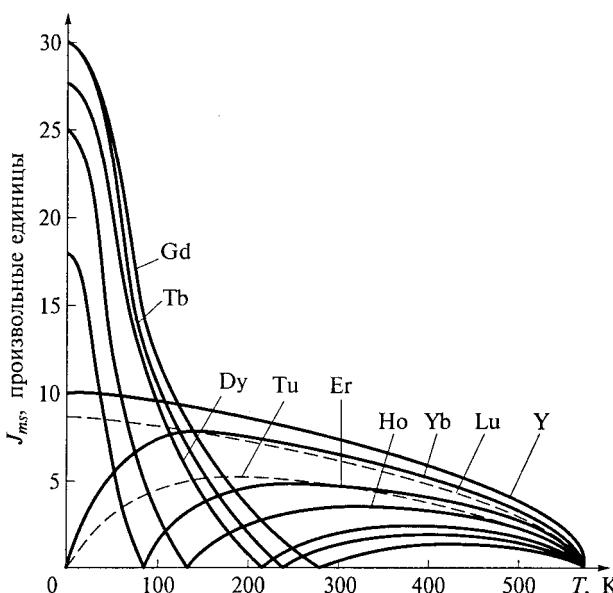


Рис. 9.25. Температурные зависимости намагниченности насыщения ферритов-гранатов иттрия и ряда редкоземельных элементов

действия во всех ферритах-гранатах приблизительно одинакова. Поэтому различные ферриты-гранаты имеют весьма близкие температуры Кюри (550...570 К). К этому следует добавить, что ионы иттрия  $Y^{3+}$  и лютения  $Lu^{3+}$  не обладают магнитным моментом, чем объясняется отсутствие точки компенсации в температурной зависимости намагниченности насыщения ферритов  $Y_3Fe_5O_{12}$  и  $Lu_3Fe_5O_{12}$  (см. рис. 9.25).

Экспериментальные исследования ферритов с помощью дифракции нейтронов подтверждают наличие антипараллельной ориентации спиновых моментов у катионов, находящихся в различных подрешетках. Помимо ферритов ферримагнитные свойства проявляют и многие другие соединения, содержащие катионы с незаполненными  $d$ - и  $f$ -электронными оболочками. В качестве примера можно назвать оксидные соединения с хромом (хромиты), халькогениды и фториды редкоземельных элементов (РЗЭ), соединения РЗЭ с переходными  $3d$ -металлами ( $GdCo_5$ ,  $TbFe_5$ ), а также некоторые аморфные сплавы. Однако как магнитные материалы они пока не получили столь широкого применения, как ферриты.

## 9.8. ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

В тонких пленках при их малой толщине, когда  $h \ll a, b$ , направление легкого намагничивания оказывается в плоскости магнитного слоя. Самопроизвольно образуются плоские домены, показанные на рис. 9.26. Геометрия доменной структуры и характер границ между ними существенно зависят от толщины пленки. Для очень тонких пленок ( $h < 0,1$  мкм) характерна монодоменизация структуры по всей поверхности образца, а при толщинах порядка 1,0...10 мкм образуются плоские полосовые домены шириной от долей микрометра до нескольких микрометров с антипараллельными направлениями спонтанного намагничивания. При этом появляется и некоторая вертикальная составляющая намагничен-

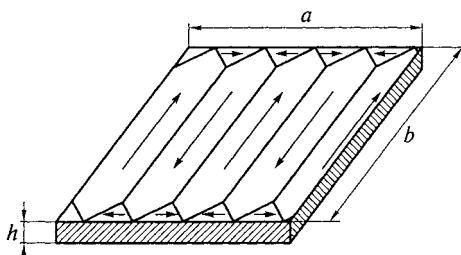


Рис. 9.26. Плоские домены в тонких магнитных пленках

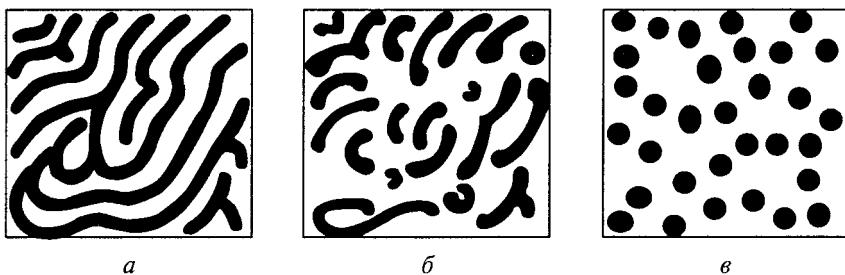


Рис. 9.27. Схемы возможных доменных структур в пленках ферритов с одноосной магнитной анизотропией:

а — лабиринтная структура; б — гантлевидные домены; в — цилиндрические магнитные домены

ности (перпендикулярная плоскости пленки), которая изменяет знак при переходе от домена к домену. Такая система полосовых доменов может сравнительно легко поворачиваться внешним магнитным полем, что позволяет использовать ее как управляемую дифракционную решетку для модуляции излучения видимого и ближнего ИК-диапазонов спектра.

Особый интерес представляют пленки некоторых *ферритов с одноосной магнитной анизотропией*, под которыми понимают материалы, имеющие лишь одну ось легкого намагничивания (ОЛН). Если плоскость пленки перпендикулярна оси легкого намагничивания, то в отсутствие внешнего поля пленка обладает лабиринтной доменной структурой, т. е. вследствие одноосной анизотропии образуются домены с противоположными направлениями спонтанной намагченности (светлые и темные места на рис. 9.27, а). Характерная ширина доменов в лабиринтной структуре в зависимости от природы материала может принимать значения от 0,1 мкм (в гексаферритах) до 100 мкм (в ортоферритах). Внешнее поле, перпендикулярное плоскости пленки, изменяет геометрию доменной структуры. По мере увеличения напряженности поля увеличивается объем магнитной фазы, у которой магнитные моменты доменов ориентированы вдоль поля. Поэтому сначала происходит разрыв лабиринтной структуры, домены принимают форму гантелей (рис. 9.27, б), а затем образуются устойчивые цилиндрические магнитные домены (ЦМД), часто называемые «магнитными пузырьками» (рис. 9.27, в).

Для того чтобы намагченность в объеме пленки была направлена вдоль ОЛН, энергия магнитной анизотропии должна превышать магнитостатическую энергию, т. е. энергию магнитных полюсов, образующихся на поверхности пленки в условиях, когда намагченность перпендикулярна этой поверхности. Качество ЦМД-материалов характеризуют фактором качества

$$Q = 2K_A/(\mu_0 J_{ms}^2),$$

где  $K_A$  — константа одноосной анизотропии;  $J_{ms}$  — намагченность насыщения материала. В ЦМД-материалах  $Q > 1$ .

Изолированные ЦМД правильной формы существуют в определенном интервале напряженностей поля смещения:  $H_1 < H_{cm} < H_2$ . Критическую напряженность  $H_1$  называют полем эллиптической неустойчивости ЦМД; ниже этой напряженности цилиндрический домен растягивается в полоску. Смещающее поле с напряженностью  $H_2$  называют полем коллапса. Выше этой напряженности происходит схлопывание «магнитных пузырьков» и вся пленка приобретает однородную намагченность. В типичных ситуациях среднее значение смещающего поля, при котором существуют ЦМД, составляет величину порядка  $J_{ms}/2$  (например, в ферритах-гранатах  $H_{cm} \sim 10^4 \dots 4 \cdot 10^4$  А/м). При изменении напряженности поля в интервале от  $H_1$  до  $H_2$  диаметр ЦМД изменяется примерно на  $\pm 50\%$  относительно среднего значения. Зависимость диаметра ЦМД от поля смещения близка к линейной. Домены рассматриваются как изолированные, если взаимодействием между ними можно пренебречь. Практически для этого достаточно, чтобы расстояние между ними было больше четырех равновесных диаметров. При большой плотности доменов в пленке образуется упорядоченная решетка ЦМД.

Впервые ЦМД были обнаружены в ортоферритах, обладающих орторомбической структурой (искаженная структура типа первовскита) и имеющих химический состав  $MeFeO_3$ , где  $Me$  — трехвалентный ион иттрия или редкоземельного элемента. В дальнейшем устойчивые цилиндрические магнитные домены были получены в ферритах со структурой граната, гексаферритах и некоторых аморфных пленках на основе металлических сплавов переходных и редкоземельных элементов.

Ферриты-гранаты вследствие кубической симметрии многоосны в магнитном отношении и не должны образовывать ЦМД. Однако если гранат содержит два или большее число РЗЭ, то в результате упорядочения катионов он может стать магнитоодноосным, т.е. способным образовывать устойчивые цилиндрические домены. Одноосная магнитная анизотропия может наводиться также под влиянием упругих напряжений, вызываемых несоответствием периодов решеток подложки и сопрягаемой с ней эпитаксиальной магнитной пленки.

Линейные размеры ЦМД в ортоферритах составляют десятки или даже сотни микрометров, а в пленках ферритов-гранатов они не превосходят единиц микрометров, что и предопределяет их использование в микроэлектронике. В частности, цилиндрические магнитные моменты, управляемые внешним полем и существующие в определенном интервале  $H$ , представляют большой инте-

рес при создании логических и запоминающих устройств. В этих устройствах значению «1» соответствует наличие домена в определенной точке информационной среды, а значению «0» — его отсутствие. Если в плоскости пленки создать неоднородное магнитное поле, то можно наблюдать перемещение ЦМД под действием этого поля.

В настоящее время разработаны способы, позволяющие генерировать и уничтожать домены (ввод и стирание информации), управлять их перемещением в двух измерениях с помощью небольших внешних сигналов, что соответствует режимам записи и сдвига информации, а также фиксировать их наличие или отсутствие в заданной точке информационной среды, т. е. считывать информацию. Взаимное отталкивание ЦМД служит предпосылкой для создания любого набора логических операций. Цилиндрические домены стабильны по отношению к внешним возмущающим фактограм (тепловым, радиационным, электромагнитным и др.). Требования к магнитным материалам — носителям информации со всей очевидностью вытекают из требований к рабочим характеристикам самих запоминающих устройств: высокое быстродействие, надежность, высокая плотность записи информации, термостабильность, низкая энергоемкость. Для достижения высокого быстродействия материал должен обладать высокой подвижностью доменных границ  $\mu_{\text{тр}}$ , т. е. высокой скоростью  $v_{\text{тр}}$  их перемещения под действием смещающего поля ( $\mu_{\text{тр}} = v_{\text{тр}}/H$ ). Наиболее высокой подвижностью доменных стенок обладают ортоферриты ( $\mu_{\text{тр}} = 10^{-2} \dots 10^{-1} \text{ м}^2/(\text{A} \cdot \text{с})$ ), в пленках ферритов-гранатов она в несколько раз меньше, а наиболее низкие значения ( $\mu_{\text{тр}} = 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{A} \cdot \text{с})$ ), характерны для гексаферритов, что весьма ограничивает возможности их практического применения несмотря на высокий фактор качества ( $Q \approx 5$ ) и субмикронные размеры ЦМД. По комплексу свойств наиболее подходящими материалами для создания запоминающих и логических устройств на ЦМД оказываются тонкие пленки ферритов-гранатов.

Управление дискретным перемещением ЦМД в заданном направлении осуществляют с помощью магнитостатических ловушек. Распространенным способом создания таких ловушек является нанесение аппликаций из пермаллоя определенной конфигурации на поверхность ферритовой пленки (рис. 9.28). Изменяя направление управляющего поля, действующего в плоскости пленки, можно изменять полярность магнитных зарядов на элементах аппликации. На рис. 9.28 полярность полюсов условно обозначена символами «+» и «-»; предполагается, что цилиндрические домены выходят на поверхность пленки своими отрицательными полюсами, т. е. притягиваются к положительным магнитным зарядам на элементах аппликаций. При коммутации поля  $H_{\text{упр}}$  происходит переход ЦМД с одной аппликации на другую. Важное до-

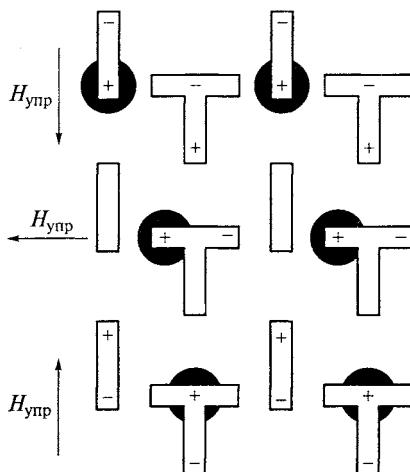


Рис. 9.28. Управление перемещением ЦМД с помощью аппликаций из пермаллоя

стоинство ЦМД-устройств состоит в том, что записанная в них магнитная информация движется в неподвижном кристалле; при этом не требуется механического перемещения каких-либо элементов устройства.

Считывание информации может быть осуществлено, например, с помощью датчиков Холла или магниторезисторов. В датчике Холла индуцируется ЭДС под действием магнитного поля домена, а в магниторезисторах используется эффект изменения электрического сопротивления материала в магнитном поле. Информацию можно считывать без разрушения или со стиранием после считывания. Важно также отметить полное сохранение информации после полного отключения питания.

В настоящее время запоминающие ЦМД-устройства применяются главным образом в качестве внешней и промежуточной памяти в персональных компьютерах и микропроцессорах, в станках с числовым программным управлением, в робототехнических устройствах, аэрокосмической технике. По быстродействию и стоимости ЦМД-устройства занимают промежуточное положение между полупроводниковой памятью и памятью на магнитных дисках.

### Контрольные вопросы

1. Что называют намагниченностью вещества и в каких единицах ее измеряют? Какие вещества характеризуются отрицательной намагниченностью?

2. Что характеризует магнитная индукция  $B$ ? Как связаны между собой магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость вещества?
3. В чем состоит гиromагнитная аномалия спина электрона? Что характеризует магнетон Бора? Сильно различаются магнетоны электрона и протона?
4. Почему изолированные ионы металлов не обладают магнитной активностью? Чем определяется магнитный момент атомов и ионов переходных металлов и редкоземельных элементов?
5. Какой универсальный физический закон лежит в основе диамагнетизма? Приведите примеры жидких, твердых и газообразных диамагнетиков. Какими свойствами обладают идеальные диамагнетики?
6. Изобразите и объясните зависимость намагниченности сверхпроводников от напряженности магнитного поля до значений  $H > H_{\text{кр}}$ .
7. Почему парамагнитный эффект не является универсальным? Как влияет температура на магнитную восприимчивость парамагнетиков?
8. Какая магнитная упорядоченность характерна для антиферромагнетиков? Какими магнитными свойствами обладают эти вещества? Приведите примеры антиферромагнитных металлов и химических соединений.
9. Что является результатом спинового обменного взаимодействия? От каких факторов зависит энергия обменного взаимодействия? Чем отличается обменное взаимодействие у ферро- и антиферромагнетиков?
10. Что является причиной образования доменной структуры? Каковы линейные размеры доменов? Какие методы позволяют наблюдать доменную структуру? Что называют «стенкой Блоха» и какова ее структура?
11. Что понимают под энергией естественной магнитной кристаллографической анизотропии? Какие процессы происходят в ферромагнетике при его перемагничивании внешним полем? Что называют начальной кривой намагничивания ферромагнитного материала?
12. Как изменяется статическая магнитная проницаемость ферромагнетика от напряженности внешнего поля?
13. Какой режим работы ферромагнетика характеризует дифференциальная магнитная проницаемость? Изобразите ее изменения за гистерезисный цикл.
14. Что называют парапроцессом при намагничивании ферромагнетика? Как изменяется роль этого процесса при повышении температуры?
15. Какой зависимостью описывается изменение индукции от напряженности поля в области обратимого намагничивания (области Релея)?
16. В чем заключается явление магнитострикции? Какое влияние оно оказывает на процесс намагничивания ферромагнетика? Какие материалы обладают сильно выраженной магнитострикцией? Приведите примеры их практического использования.
17. Как изменяется индукция насыщения ферромагнетика при повышении температуры?
18. Объясните различный характер температурных зависимостей магнитных проницаемостей, измеренных в слабых и сильных магнитных полях?

19. Каковы причины появления магнитных потерь при циклическом перемагничивании ферромагнетиков? Какие способы уменьшения магнитных потерь вам известны? Объясните квадратичную зависимость потерь на вихревые токи от магнитной индукции и частоты.

20. Почему переменный магнитный поток неравномерно распределяется по сечению сплошного магнитопровода? Как это влияет на значения эффективной магнитной проницаемости? От каких факторов зависит глубина проникновения переменного магнитного поля в вещество?

21. Какие материалы называют ферритами? Какова природа магнитного упорядочения в ферритах? Опишите механизм косвенного обменного взаимодействия между катионами решетки.

22. В каких материалах и в каких условиях можно наблюдать цилиндрические магнитные домены? Как изменяется диаметр ЦМД в интервале напряженностей между полем эллиптической неустойчивости и полем коллапса?

23. Что понимают под подвижностью доменных стенок? Какова ее величина в пленках ферритов-гранатов? Каким способом в пленках ферритов-гранатов индуцируют одноосную магнитную анизотропию?

24. На чем основано применение ЦМД в запоминающих и логических устройствах? Каким образом осуществляют дискретное перемещение ЦМД в магнитных интегральных схемах?

## Глава 10

# ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА, ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИИ И ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

---

### 10.1. КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

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

К *магнитомягким* относятся магнитные материалы с малой коэрцитивной силой и высокой магнитной проницаемостью. Они обладают способностью намагничиваться до насыщения в слабых магнитных полях, характеризуются узкой петлей гистерезиса и малыми потерями на перемагничивание. Магнитомягкие материалы используются в основном в качестве различных магнитопроводов: сердечников дросселей, трансформаторов, электромагнитов, магнитных систем электроизмерительных приборов и т. п.

К *магнитотвердым* относятся материалы с большой коэрцитивной силой  $H_c$ . Они перемагничиваются лишь в очень сильных магнитных полях и служат в основном для изготовления постоянных магнитов.

Условно магнитомягкими считают материалы, у которых  $H_c < 800$  А/м, а магнитотвердыми — с  $H_c > 4$  кА/м. Необходимо, однако, отметить, что у лучших магнитомягких материалов коэрцитивная сила может составлять менее 1 А/м, а в лучших магнитотвердых материалах ее значение превышает 500 кА/м.

Среди материалов *специализированного назначения* следует выделить ферриты для устройств сверхвысокочастотного диапазона и магнитострикционные материалы. Внутри каждой группы подразделение магнитных материалов по родам и видам отражает различия в их строении и химическом составе, учитывает технологические особенности и некоторые специфические свойства. Детальная классификация магнитных материалов, положенная в основу их изучения, дана на рис. 10.1.

По химическому составу все магнитные материалы можно подразделить на *металлы, металлические сплавы, оксидные и композиционные материалы*. Примером композиционных материалов могут служить магнитодиэлектрики и магнитотвердые материалы дисперсионного затвердевания.

По внутреннему строению магнитные материалы классифицируют на *моноокристаллы, поликристаллические и аморфные*.

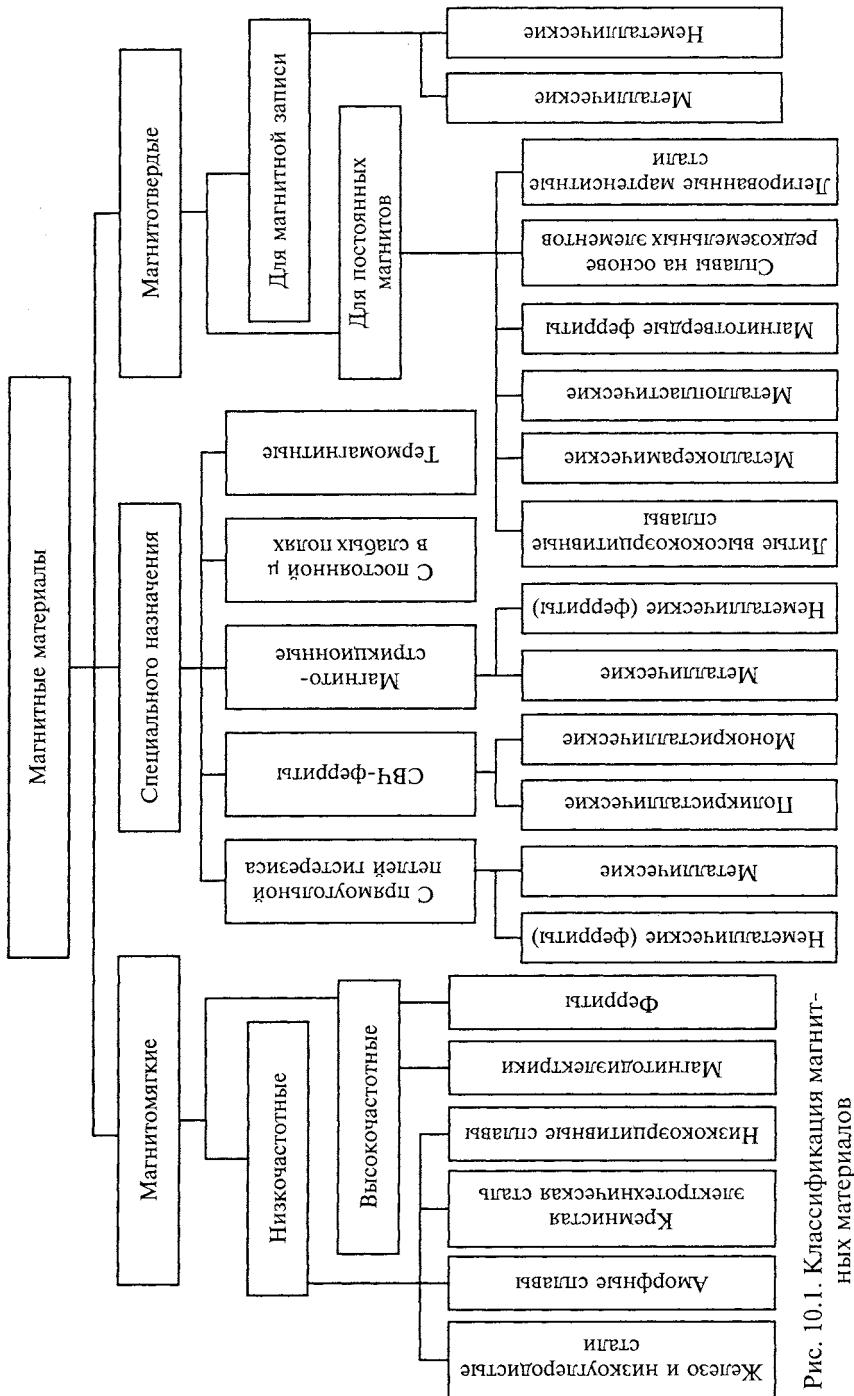


Рис. 10.1. Классификация магнитных материалов

вещества. По масштабам применения наиболее значимыми магнитными материалами являются поликристаллические ферромагнитные сплавы и ферриты. Последние получают, как правило, по керамической технологии и только в специальных случаях применяют в виде монокристаллов. Аморфные магнитные материалы производят в виде тонких пленок и лент. В большинстве случаев они проявляют ферромагнитные свойства, хотя некоторые аморфные сплавы редкоземельных металлов с серебром, золотом, медью, галлием или индием ведут себя подобно ферримагнетикам.

По электрическим свойствам магнитные материалы могут быть не только проводниками электрического тока, но обладать также свойствами полупроводников и даже диэлектриков. В частности, диэлектрические свойства характерны для магнитодиэлектриков (как это следует из названия материалов) и некоторых видов ферритов. Все ферромагнитные металлы и сплавы отличаются достаточно хорошими проводящими свойствами. Аномалия состоит в том, что у ферромагнетиков ниже точки Кюри наблюдается нелинейная зависимость  $\rho(T)$ , обусловленная дополнительным рассеянием электронов на нарушениях спиновой упорядоченности, которое достигает максимальной интенсивности при температуре Кюри.

## 10.2. МАГНИТОМЯГКИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ И НИЗКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

**Основные требования к материалам.** Помимо высокой магнитной проницаемости и малой коэрцитивной силы магнитомягкие материалы должны обладать большой индукцией насыщения, т. е. пропускать максимальный магнитный поток через заданную площадь поперечного сечения магнитопровода. Выполнение этого требования позволяет уменьшить габаритные размеры и массу магнитной системы.

Магнитный материал, используемый в переменных полях, должен иметь возможно меньшие потери на перемагничивание, которые складываются в основном из потерь на гистерезис и вихревые токи.

Для уменьшения потерь на вихревые токи в трансформаторах выбирают магнитомягкие материалы с повышенным удельным сопротивлением. Обычно магнитопроводы собирают из отдельных изолированных друг от друга тонких листов. Широкое применение получили ленточные сердечники, навиваемые из тонкой ленты с межвитковой изоляцией из диэлектрического лака. К листовым и ленточным материалам предъявляется требование высокой пластичности, благодаря которой облегчается процесс изготовления изделий из них.

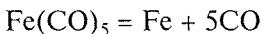
Важным требованием к магнитомягким материалам является обеспечение стабильности их свойств как во времени, так и по отношению к внешним воздействиям, таким как температура и механические напряжения. Из всех магнитных характеристик наибольшим изменениям в процессе эксплуатации материала подвержены магнитная проницаемость (особенно в слабых полях) и коэрцитивная сила.

**Железо.** Основным компонентом большинства магнитных материалов является железо. Само по себе железо в элементарном виде представляет собой типичный магнитомягкий материал, магнитные свойства которого существенно зависят от содержания примесей. Среди элементарных ферромагнетиков железо обладает наибольшей индукцией насыщения (около 2,2 Тл).

Особо чистое железо (электролитическое, карбонильное), содержащее малое количество примесей (менее 0,05 %), получают двумя сложными способами.

Электролитическое железо изготавливают путем электролиза раствора сернокислого или хлористого железа, причем анодом служит чистое железо, а катодом — пластина мягкой стали. Осажденное на катоде железо (толщина слоя 4...6 мм) после тщательной промывки снимают и измельчают в порошок в шаровых мельницах, подвергают вакуумному отжигу или переплавляют в вакууме.

Карбонильное железо получают посредством термического разложения пентакарбонила железа согласно уравнению



Пентакарбонил железа представляет собой продукт воздействия оксида углерода на железо при температуре около 200 °C и давлении примерно 15 МПа. Карбонильное железо имеет вид мелко-дисперсного порошка, что делает его удобным для изготовления прессованных магнитных сердечников (см. подразд. 10.4). В карбонильном железе отсутствуют кремний, фосфор и сера, но содержится углерод.

Магнитные свойства различных видов чистого железа приведены в табл. 10.1. Примеси относительно слабо влияют на магнитные свойства железа, если их концентрация ниже предела растворимости. Низким пределом растворимости в железе обладают углерод, кислород, азот и сера. Соответственно эти примеси оказываются и наиболее вредными. При охлаждении металла после термообработки такие примеси из-за ограниченной растворимости выделяются в виде микровключений побочных фаз, которые затрудняют смещение доменных границ в слабом магнитном поле.

Свойства железа зависят не только от содержания примесей, но и от структуры материала, размера зерен, наличия механических напряжений. Из табл. 10.1 видно, что магнитные свойства

Таблица 10.1

## Некоторые свойства магнитомягких ферромагнитных материалов

Материал	Магнитная проницаемость начальная	Максимальная коэрцитивная сила, A/м	Индукция насыщения, Тл	Удельное сопротивление, мкОм · м
Технически чистое железо	250 ... 400	3 500 ... 4 500	50 ... 100	2,18
Электролитическое железо	600	15 000	30	2,18
Карбонильное железо	2 000 ... 3 000	20 000 ... 21 500	6,4	2,18
Монокристалл чистейшего железа	>20 000	1 430 000	0,8	—
Электротехническая сталь	200 ... 600	3 000 ... 8 000	10 ... 65	1,95 ... 2,02
Низконикелевый пермалloy	1 500 ... 4 000	15 000 ... 60 000	5 ... 32	1,0 ... 1,6
Высоконикелевый пермалloy	7 000 ... 100 000	50 000 ... 306 000	0,65 ... 5	0,65 ... 1,05
Супермагнит (79 % Ni, 5 % Mo, 15 % Fe, 0,5 % Mn)	100 000	До 1 500 000	0,3	0,8
				0,6

даже лучших промышленных разновидностей железа далеки от того, чего можно добиться, используя современные технологические методы получения чистых и однородных по структуре металлов.

Технически чистое железо является наиболее дешевым, технологичным, а потому легкодоступным магнитомягким материалом. Оно хорошо штампуется и обрабатывается на всех металлорежущих станках. По химическому составу технически чистое железо представляет собой малоуглеродистую нелегированную электротехническую сталь с содержанием углерода не более 0,05 % и минимальным количеством примесей серы, марганца, кремния, фосфора и других элементов.

Обычное технически чистое железо изготавливают рафинированием чугуна в мартеновских печах или в конверторах. Его применяют в качестве сердечников электромагнитов, полюсных наконечников, деталей реле и как магнитный экран для защиты измерительных приборов от внешних электромагнитных наводок.

Основной недостаток железа заключается в его малом удельном сопротивлении, что ограничивает возможности его применения как магнитного материала областью постоянных магнитных полей. Свойства железа можно улучшить путем переплавки в вакууме или с помощью различных видов отжига в водороде или в вакууме.

Все виды пластической деформации (растяжение, изгиб, резка, штамповка, вытяжка) резко ухудшают магнитные свойства железа и для их восстановления требуется повторная термическая обработка. Степень ухудшения магнитных свойств в результате механической обработки тем сильнее, чем больше отношение обрабатываемой поверхности изделия к его объему.

**Кремнистая электротехническая сталь.** Эта сталь (по ГОСТу — электротехническая тонколистовая) является основным магнитомягким материалом массового потребления. Она сочетает в себе достаточно высокие магнитные свойства с низкой стоимостью и удовлетворительной технологичностью. Введением в состав этой стали кремния достигается повышение удельного сопротивления, что вызывает снижение потерь на вихревые токи. Кроме того, наличие в стали кремния способствует выделению углерода в виде графита, а также почти полному раскислению стали благодаря химическому связыванию кислорода в  $\text{SiO}_2$ . Последний в виде шлака выделяется из расплава. В результате легирование кремнием приводит к увеличению  $\mu_{\text{нач}}$  и  $\mu_{\text{max}}$ , уменьшению  $H_c$  и снижению потерь на гистерезис.

Положительное влияние кремния на магнитную проницаемость стали обусловлено также уменьшением констант магнитной анизотропии и магнитострикции. У стали с содержанием кремния 6,8 % константа магнитной анизотропии  $K_1$  (см. формулу (9.9)) в

три раза меньше, чем у чистого железа, а значение коэффициента магнитострикции практически равно нулю. При таком содержании кремния сталь обладает наибольшей магнитной проницаемостью. Однако промышленные марки электротехнической стали содержат не более 5 % Si. Это объясняется тем, что кремний ухудшает механические свойства стали, придает ей хрупкость и ломкость. Такая сталь непригодна для штамповки. Кроме того, при введении кремния несколько уменьшается индукция насыщения (примерно 0,05 Тл на 1 % Si), так как кремний является немагнитным компонентом. Одновременно наблюдается понижение температуры Кюри. Например, у стали, содержащей 4 % Si,  $T_K = 740$  °C против 769 °C для чистого железа. Вместе с тем легирование кремнием повышает стабильность магнитных свойств стали во времени.

Кремнистая сталь обладает магнитной анизотропией, подобной анизотропии чистого железа, т. е. направление легкого намагничивания совпадает с кристаллографическим направлением [100], а наиболее трудное намагничивание совпадает с пространственной диагональю [111] кубической элементарной ячейки. Свойства стали значительно улучшаются в результате образования магнитной текстуры при холодной прокатке и последующего отжига в водороде.

При холодной прокатке происходит сильное обжатие материала, возникающие деформации вызывают преимущественную ориентацию кристаллических зерен. Отжиг при температуре 900...1 000 °C не только снимает внутренние механические напряжения, но и сопровождается интенсивной рекристаллизацией (укрупнением зерен), в результате которой кристаллические зерна осьми легкого намагничивания ориентируются вдоль направления прокатки, как показано на рис. 10.2. Получается так называемая *ребровая текстура*. При этом кристаллографические плоскости типа [110] большинства кристаллических зерен располагаются параллельно плоскости прокатки.

Текстурированная сталь анизотропна по свойствам: вдоль направления прокатки наблюдаются существенно более высокая маг-

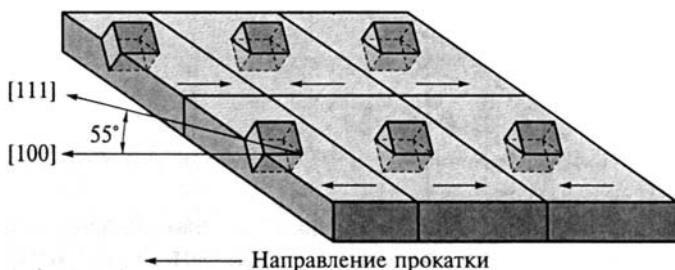


Рис. 10.2. Схема ориентации зерен в холоднокатаной кремнистой стали

нитная проницаемость и меньшие потери на гистерезис. Объясняется это тем, что намагничивание вдоль направления прокатки осуществляется в основном путем смещения доменных границ. Вращение магнитных моментов, затрудняющее намагничивание, выражено очень слабо. На рис. 10.3 показаны кривые намагничивания текстурированной стали под различными углами относительно направления прокатки. Наихудшие свойства наблюдаются при намагничивании под углом  $55^\circ$  к направлению прокатки. Из рис. 10.2 видно, что в случае ребровой текстуры угол  $55^\circ$  соответствует направлению наиболее трудного намагничивания.

Эффективное использование текстурированных сталей возможно лишь при такой конструкции магнитопровода, при которой магнитный поток целиком проходит вдоль направления легкого намагничивания. Легче всего это условие выполняется при использовании ленточных сердечников.

Сталь выпускается в виде рулона, листов и резаной ленты. Она может быть без электроизоляционного покрытия. Толщина листов стали  $0,05 \dots 1$  мм. Сталь различных классов предназначается для изготовления магнитных систем электродвигателей и генераторов всех типов, сердечников дросселей и трансформаторов, деталей реле, измерительных приборов и других магнитных механизмов, работающих как на постоянном, так и переменном токе с частотой, как правило, не выше  $1$  кГц.

Магнитопроводы формируют либо путем набора из отдельных изолированных пластин, получаемых штамповкой или резкой, либо навивкой из длинных лент. Применение ленточных сердечников из текстурированной стали в силовых трансформаторах позволяет уменьшить их массу и габаритные размеры на  $20 \dots 25\%$ .

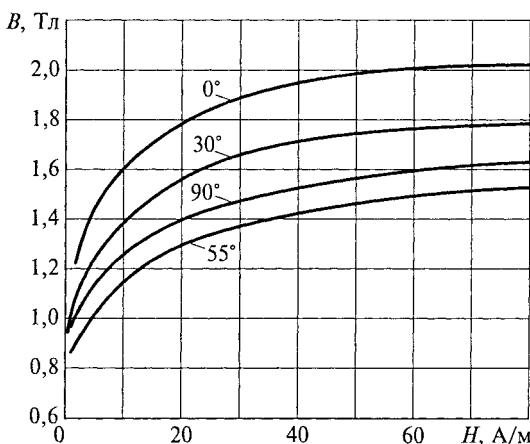


Рис. 10.3. Кривые намагничивания холоднокатаной кремнистой стали (3 % Si) под различными углами к направлению прокатки

Ленты толщиной 50...200 мкм из холоднокатанной анизотропной стали поставляются в виде рулона шириной от 5 до 240 мм. Листы и ленты тонкого проката предназначены в основном для использования в полях повышенной частоты (до 3 кГц). С уменьшением толщины листов уменьшаются потери на вихревые токи. Однако в очень тонких листах (толщиной менее 0,1 мм) наблюдается резкое возрастание коэрцитивной силы, соответственно увеличиваются и потери на гистерезис.

Значения магнитных параметров и удельного сопротивления для электротехнической стали различных марок в обобщенном виде представлены в табл. 10.1. Использование листовых и ленточных сердечников из электротехнической стали на частотах выше 1 кГц возможно лишь при существенном ограничении магнитной индукции, чтобы суммарные потери не превышали допустимого предела. По условиям нагрева и теплоотвода предельно допустимыми принято считать удельные потери 20 Вт/кг.

**Низкоэргитивные сплавы.** *Пермаллои* — железоникелевые сплавы, обладающие весьма большой магнитной проницаемостью в области слабых полей и очень маленькой коэрцитивной силой. Пермаллои подразделяются на высоконикелевые и низконикелевые. Высоконикелевые пермаллои содержат 72...83 % никеля, а низконикелевые — 40...50 % никеля.

Изменение основных магнитных свойств и удельного сопротивления нелегированных пермаллоев в зависимости от состава сплава показано на рис. 10.4. Наибольшая начальная и максимальная магнитная проницаемость получается у сплава, содержащего 78,5 % Ni. Очень легкое намагничивание этого сплава в слабых полях объясняют практическим отсутствием у него магнитной анизотропии и явления магнитострикции. Вследствие слабой анизотропии облегчается поворот магнитных моментов из направления легкого намагничивания в направление поля, а благодаря отсутствию магнитострикции при намагничивании не возникает механических напряжений, затрудняющих смещение доменных границ под действием слабого поля.

Магнитные свойства пермаллоев очень чувствительны к внешним механическим напряжениям, зависят от химического состава и наличия ионородных примесей в сплаве, а также очень резко изменяются в зависимости от режимов термообработки материала (температуры, скорости нагрева и охлаждения, окружающей среды и т.д.). Термическая обработка высоконикелевых пермаллоев сложнее, чем низконикелевых.

Из рис. 10.4 можно заключить, что индукция насыщения высоконикелевых пермаллоев почти в два раза ниже, чем у электротехнической стали, и в полтора раза ниже, чем у низконикелевых пермаллоев. Магнитные проницаемости высоконикелевых пермаллоев в несколько раз выше, чем у низконикелевых, и намного

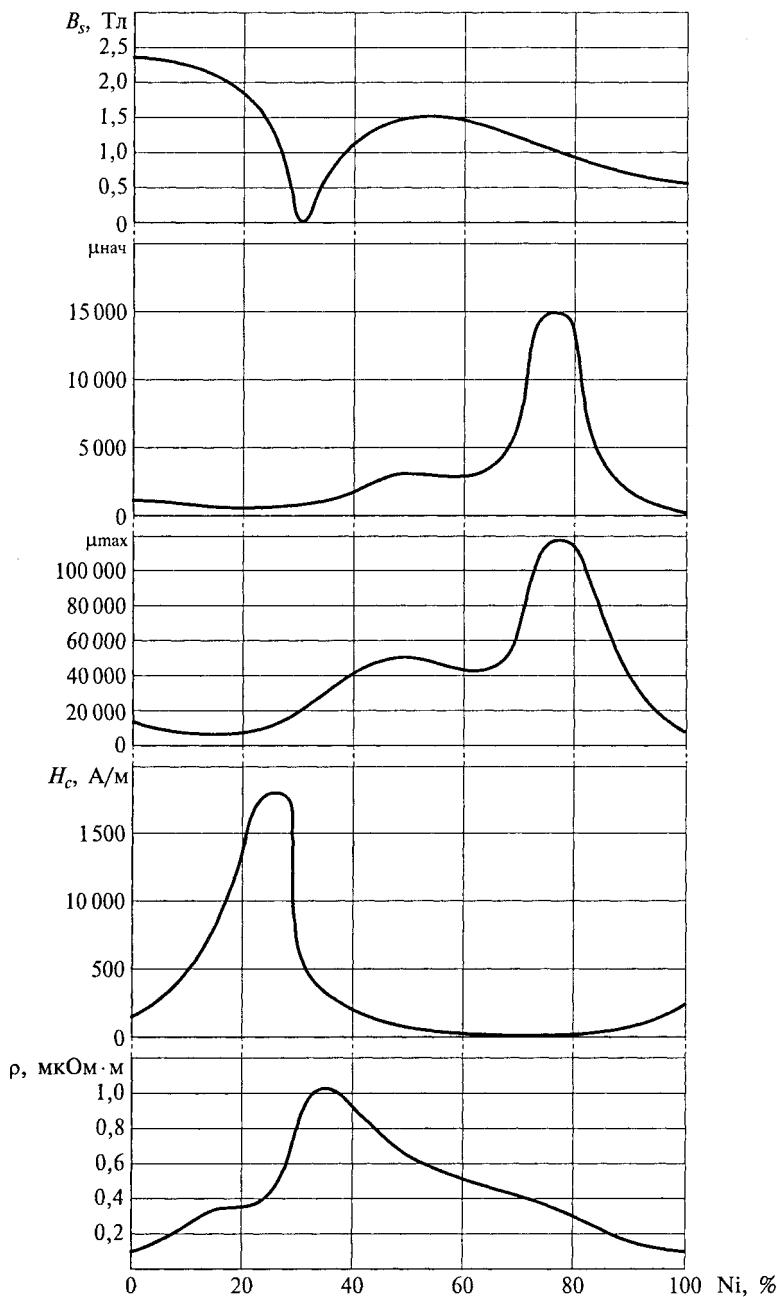


Рис. 10.4. Зависимости магнитных свойств и удельного сопротивления сплавов железо—никель от содержания никеля

превосходят проницаемости электротехнических сталей. Удельное сопротивление высоконикелевых пермаллоев почти в три раза меньше, чем у низконикелевых, поэтому при повышенных частотах предпочтительнее использовать низконикелевые пермаллои. Кроме того, магнитная проницаемость пермаллоев сильно снижается с увеличением частоты (см. рис. 9.20), причем тем резче, чем больше ее первоначальное значение. Это объясняется возникновением в материале заметных вихревых токов из-за небольшого удельного сопротивления. Стоимость пермаллоев определяется содержанием в их составе никеля.

Для придания сплавам необходимых свойств в состав пермаллоев вводят ряд добавок. Молибден и хром повышают удельное сопротивление и начальную магнитную проницаемость пермаллоев и уменьшают чувствительность к механическим деформациям. Однако одновременно с этим снижается индукция насыщения. Медь увеличивает постоянство  $\mu$  в узких интервалах напряженности  $H$  магнитного поля, повышает температурную стабильность и удельное сопротивление  $\rho$ , а также делает сплавы легко поддающимися механической обработке. Кремний и марганец в основном только увеличивают удельное сопротивление пермаллоев.

Содержание никеля и модифицирующих добавок в сплавах существенно влияет на температуру Кюри, причем ее типичные значения для высоконикелевых пермаллоев (250...580 °C) ниже, чем у низконикелевых сплавов (360...700 °C).

Диапазон изменения магнитных свойств и удельного сопротивления промышленных марок пермаллоев указан в табл. 10.1. Вследствие различия свойств низконикелевые и высоконикелевые пермаллои имеют различные применения. Наиболее часто сплавы поставляются в виде холоднокатанных лент и листов толщиной 0,005...2,5 мм.

Низконикелевые сплавы 45Н и 50Н применяются для изготовления сердечников малогабаритных силовых трансформаторов, дросселей, реле и деталей магнитных цепей, работающих при повышенных индукциях в широком диапазоне частот преимущественно без подмагничивания.

В марках пермаллоев буква Н означает никель, К — кобальт, М — марганец, Х — хром, С — кремний (силициум), Д — медь; дополнительная буква У — сплав с улучшенными свойствами. Цифра в марке указывает процентное содержание никеля.

Сплав 50НХС характеризуется низкой остаточной индукцией и низкими удельными потерями. Из него выполняются сердечники импульсных трансформаторов и аппаратура связи для звуковых и высоких частот в режиме без подмагничивания или с небольшим подмагничиванием.

Наиболее распространенные высоконикелевые сплавы 79НМ, 80НХС, 76НХД используются для изготовления сердечников ма-

логабаритных трансформаторов, реле и магнитных экранов, а при толщине ленты менее 0,05 мм — для сердечников импульсных трансформаторов, магнитных усилителей и бесконтактных реле. Анизотропный сплав 81НМА обладает пониженной чувствительностью к механическим воздействиям и повышенной износостойкостью, что позволяет его эффективно использовать для изготовления головок магнитной записи. Пермалloy состава 72НМДХ отличается аномально низкой температурой Кюри (110 °С) и применяется в качестве тепловых реле и магнитных экранов, которые размагничиваются простым нагревом до температуры выше  $T_K$ .

Кроме наиболее освоенных в промышленном производстве марок пермаллоев представляет интерес сплав, получивший название супермаллоу с очень высокими магнитными свойствами в слабых полях. Сведения о его составе и свойствах для сравнения приведены также в табл. 10.1. Указанные свойства достигаются не только при точном воспроизведении состава сплава, но и после обязательной его термообработки в атмосфере чистого водорода при  $T = 1300$  °С и охлаждения по определенной программе.

Сильная зависимость магнитных свойств пермаллоя от механических напряжений вынуждает принимать специальные меры защиты сердечников, поскольку механические нагрузки неизбежно возникают даже при наложении токовых обмоток. Обычно кольцеобразные ленточные сердечники из пермаллоя помещают в немагнитные защитные каркасы из пластмассы или алюминия. В целях амортизации динамических нагрузок свободное пространство между каркасом и сердечником заполняется каким-либо эластичным веществом.

В качестве более дешевых заменителей пермаллоев в некоторых случаях используются магнитомягкие сплавы, не содержащие никеля. К их числу следует отнести альсиферы и альферы.

*Альсиферы* — тройные сплавы железа с кремнием и алюминием. Оптимальный состав альсифера: 9,5 % Si, 5,6 % Al, остальное — Fe. Такой сплав отличается твердостью и хрупкостью, но может быть изготовлен в виде фасонных отливок.

Свойства альсифера:  $\mu_{\text{нач}} = 35\ 400$ ;  $\mu_{\text{макс}} = 117\ 000$ ;  $H_c = 1,8$  А/м;  $\rho = 0,8$  мкОм · м, т.е. не уступают свойствам высоконикелевых пермаллоев.

Изделия из альсифера — магнитные экраны, корпуса приборов — изготавливают методом литья с толщиной стенок не менее 2...3 мм ввиду хрупкости сплава. Эта особенность ограничивает применение данного материала.

Благодаря хрупкости альсифера его можно размалывать в порошок и использовать наряду с карбонильным железом для изготовления высокочастотных прессованных сердечников.

Альферы — железоалюминиевые сплавы марки 12Ю (12 % Al), по магнитным свойствам близки к низконикелевым пермаллоям ( $\mu_{\text{нач}} = 1\,000$ ;  $\mu_{\text{max}} = 10\,000$ ), характеризуются высокой прочностью, износостойчивостью, жаростойкостью и стойкостью к коррозии. Из них изготавливают изделия с высокой чистотой обработки поверхности (например, магнитные головки для звукозаписи).

Сплавы на железокобальтовой основе обладают наиболее высокой индукцией насыщения (до 2,4 Тл) и наиболее высокой температурой Кюри (до 1 050 °C). Чем выше индукция насыщения, тем более мощный поток (при прочих равных условиях) можно пропустить через магнитопровод. Подобно пермаллоям их применяют для изготовления сердечников электромагнитов, соленоидов, силовых трансформаторов, полюсных наконечников, магнитных усилителей, телефонных мембран, а также роторов и статоров электрических машин, ультразвуковых генераторов и преобразователей. При этом рабочие температуры кобальтовых сплавов могут доходить до 1 000 °C. Наиболее универсальными свойствами обладают сплавы 49КФ и 49К2Ф. Железокобальтовые сплавы с небольшими добавками ванадия в технике часто называют *пермендюрами*. Кроме большой индукции насыщения пермендюры обладают значительной реверсивной магнитной проницаемостью, благодаря чему эти сплавы особенно привлекательны в качестве мембран для телефонов.

### 10.3. МАГНИТОМЯГКИЕ АМОРФНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

**Особенности строения.** Среди магнитомягких материалов, предназначенных для работы в диапазоне частот до 10 кГц, особое место занимают аморфные металлические сплавы (см. подразд. 3.6). Как уже отмечалось, термин «аморфный» означает отсутствие координационной кристаллической решетки. Отсюда следует, что аморфные вещества являются разупорядоченными системами. Но не все разупорядоченные материалы аморфны. Например, в твердых растворах имеет место хаотическое распределение атомов смешиваемых компонентов по объему вещества, но при этом сохраняются координационная решетка и элементы трансляционной симметрии, т. е. неупорядоченность наблюдается только в ближайшем окружении атомов: в составе первой координационной сферы. Таким образом, следует различать «химический» и «структурный» беспорядок.

Неупорядоченные кристаллические сплавы (твёрдые растворы) имеют только химический беспорядок, тогда как аморфные металлические сплавы (АМС) обладают одновременно и тем и другим беспорядком. Однако в магнитомягких АМС структурный атомный беспорядок может сочетаться с дальней ферромагнитной упо-

рядоченностью. Дело в том, что энергия обменного взаимодействия, а соответственно, и ферромагнитные свойства, определяются взаимодействием только между ближайшими соседними атомами. Почти во всех проявлениях аморфные магнетики ведут себя подобно кристаллическим системам со сходным локальным химическим окружением атомов.

**Классификация и состав.** Наиболее распространенные металлические стекла, как правило, содержат ферромагнитные элементы: Fe, Co, Ni. Поэтому вполне закономерно, что многие из этих АМС сами являются ферромагнетиками. Можно выделить два технологически важных класса аморфных магнетиков: переходный металл — металлоид (ПМ — М) и редкоземельный металл — переходный металл (РЗМ — ПМ). Сплавы типа ПМ — М обычно содержат около 75 % Fe, Co или Ni, а остальные 25 % составляют B, Si, C или P. Наиболее изученные системы РЗМ — ПМ состоят из 67 % Fe или Co, а 33 % приходится на редкоземельные элементы, обычно тяжелые, такие как Gd, Tb, Dy, Ho, Tm, Yb и др. Аморфные материалы ПМ — М чаще всего получают методом спиннингования расплава (см. подразд. 3.6), а также электролитическим осаждением из водных растворов солей или конденсацией вещества из газовой фазы на холодную подложку.

**Магнитная упорядоченность.** Магнитные свойства аморфных сплавов ПМ — М довольно хорошо описываются моделью коллинеарного ферромагнетика, т. е. с параллельной ориентацией магнитных моментов атомов переходных металлов (рис. 10.5, а). Системы РЗМ — ПМ обычно представляют собой ферримагнетики, в которых магнитные моменты атомов редкоземельных элементов (большие кружки на рис. 10.5, б) направлены противоположно спиновым моментам атомов переходных металлов (маленькие черные кружки рис. 10.5, б). В некоторых АМС спиновые магнитные

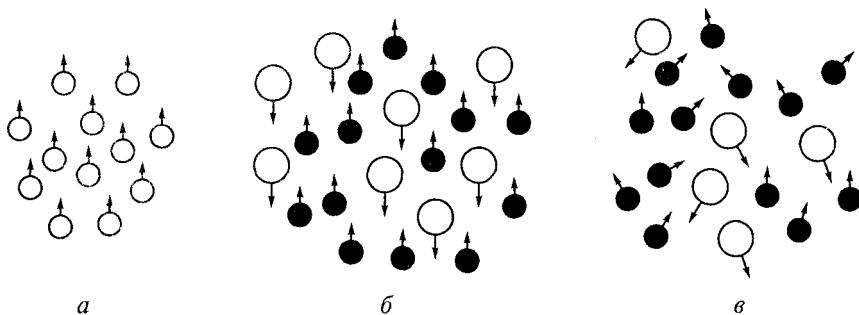


Рис. 10.5. Возможные ориентации магнитных моментов атомов в аморфных магнетиках:

а — ферромагнетик ( $\alpha$ -Fe<sub>80</sub>B<sub>20</sub>); б — ферримагнетик ( $\alpha$ -Gd<sub>30</sub>Co<sub>70</sub>); в — неколлинеарный неупорядоченный ферромагнетик (TbFe<sub>2</sub>)

моменты жестко связаны с локальным направлением оси легкого намагничивания и образуют неколлинеарное неупорядоченное ферримагнитное расположение (рис. 10.5, в). Подобную конфигурацию спинов не следует отождествлять с так называемыми «спиновыми стеклами», в которых отсутствует какая-либо преимущественная ориентация спинов. Спиновые стекла не имеют никакой связи с магнитными металлическими стеклами.

**Магнитная анизотропия и доменная структура.** В аморфных ферромагнетиках отсутствуют традиционные для кристаллов структурные дефекты, препятствующие смещению доменных стенок (границы зерен, поры, микроКлючения и т. п.). Кроме того, отсутствие периодичности в структуре аморфных сплавов является причиной исчезновения кристаллографической анизотропии, препятствующей повороту магнитных моментов атомов под действием внешнего поля. Отсутствие кристаллографической анизотропии должно приводить к исчезновению направлений легкого и трудного намагничивания. Это означает, что в идеальном случае полностью изотропного магнетика доменные стенки должны отсутствовать, а магнитные моменты свободно поворачиваться под действием внешнего поля в любом элементе объема образца. Благодаря этим факторам аморфные ферромагнетики обладают высокой начальной магнитной проницаемостью, малой коэрцитивной силой и слабыми полями насыщения. По указанным параметрам ферромагнитные АМС превосходят кристаллические сплавы того же состава. У лучших магнитомягких АМС коэрцитивная сила может принимать значения менее 1,0 А/м.

Однако реальные АМС все же анизотропны. Проявлением магнитной анизотропии является относительно трудное намагничивание таких материалов в полях с напряженностью, превышающей коэрцитивную силу (поля насыщения намагниченности могут превышать 1 000  $H_c$ ). Кроме того, в реальных аморфных материалах, как правило, наблюдаются отчетливые 180-градусные домены. Дело в том, что сразу после изготовления ленты аморфные сплавы обладают значительной локальной анизотропией, которая обусловлена напряжениями закалки. Эти напряжения неравномерно распределены по образцу. В результате возникает сложная доменная структура, которая изменяется от участка к участку на поверхности ленты. Возникающие напряжения влияют на магнитную проницаемость через магнитострикцию. Этую наведенную анизотропию можно устраниТЬ подходящей термообработкой. Но даже в таких сплавах с локальной анизотропией коэрцитивная сила обычно не превышает 10 А/м.

Установлено также, что при охлаждении в магнитном поле, под влиянием холодной деформации или при отжиге под механическим напряжением может быть наведена магнитная анизотропия, дополнительная к той, что образуется при закалке из рас-

пласта. Процесс наведения анизотропии протекает значительно быстрее, а энергия магнитной анизотропии оказывается существенно больше, если в состав аморфного сплава входят два и более ферромагнитных элемента. Для большинства аморфных сплавов константа наведенной одноосной магнитной анизотропии колеблется в пределах от 10 до 1 000 Дж/м<sup>3</sup>, т. е. совпадает по порядку величины с ее значением для кристаллических неупорядоченных сплавов.

**Влияние отжига.** Термическая обработка материала приводит к перестройке аморфной структуры, результатом которой является уменьшение или полное исчезновение внутренних напряжений, возникших при закалке. Устранение внутренних напряжений сопровождается уменьшением магнитной анизотропии и ослаблением закрепления доменных границ. Поэтому термическая обработка представляет собой эффективное средство уменьшения коэрцитивной силы магнетика. На рис. 10.6 показано изменение  $H_c$  в зависимости от температуры отжига для аморфного сплава на основе железа. Как видно из рис. 10.6, с повышением температуры отжига коэрцитивная сила значительно уменьшается, однако предельная температура термообработки не может превышать температуру кристаллизации. Образование кристаллитов приводит к закреплению доменных границ и резкому возрастанию значений  $H_c$ .

Таким образом, можно заключить, что формирование доменной структуры в магнитомягких аморфных материалах в значительной мере происходит под влиянием закалочных напряжений и тех структурных перестроек, которые стимулируются последующей термической обработкой материала.

**Магнитные свойства.** Аморфные сплавы в большинстве своем уступают ферромагнитным металлам в кристаллическом состоянии по намагниченности насыщения и температуре Кюри. В АМС

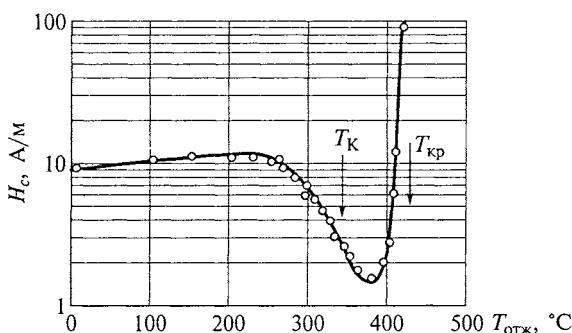


Рис. 10.6. Изменение коэрцитивной силы от температуры отжига аморфного сплава Fe<sub>80</sub>P<sub>13</sub>C<sub>7</sub> (время отжига 10 мин)

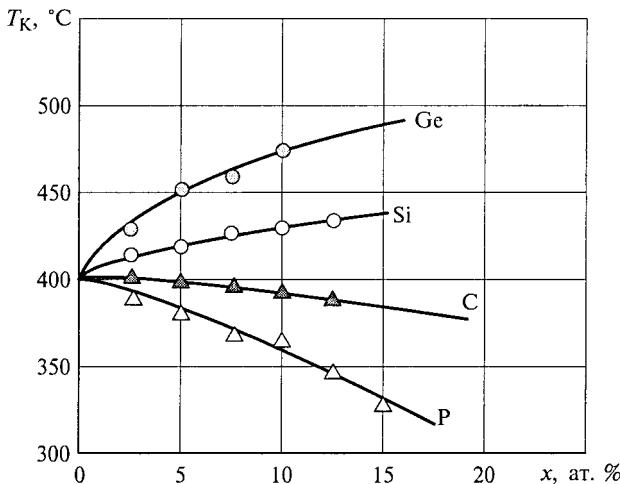


Рис. 10.7. Зависимость температуры Кюри от состава аморфного сплава  $\text{Fe}_{80}(\text{B}_{1-x}\text{M}_x)_{20}$  (M — Ge, Si, C, P)

носителями магнетизма являются атомы переходных металлов (например, Fe, Co, Ni, Mn, Cr), а металлоидные атомы, стабилизирующие аморфное состояние, не обладают магнитным моментом.

Установлено, что в сплавах на основе железа и кобальта магнитный момент магнитоактивных атомов уменьшается с увеличением содержания металлоидов. Кроме того, введение немагнитного компонента уменьшает намагниченность насыщения сплава вследствие разбавления магнитной основы. В АМС никеля с металлоидами при температурах выше комнатной ферромагнетизм вообще не проявляется.

Для большинства аморфных материалов индукция насыщения составляет 0,5...1,0 Тл, а температура Кюри  $T_K$  находится в диапазоне 550...800 К. В отличие от кристаллических ферромагнетиков у аморфных материалов  $T_K$  не является постоянной величиной, а весьма чувствительна к термической обработке. Она зависит также от концентрации и сорта металлоидных атомов, причем при добавлении последних может как увеличиваться, так и уменьшаться (рис. 10.7). Изменение  $T_K$  от содержания металлоидных атомов объясняется зависимостью энергии обменного взаимодействия от расстояния между атомами, обладающими магнитным моментом. Например, в сплавах на железной основе это взаимодействие ослабевает при уменьшении межатомных расстояний и в конце концов становится антиферромагнитным.

Среди АМС наибольшей индукцией насыщения ( $B_s = 1,5 \dots 1,7$  Тл) обладают сплавы на основе железа. К тому же потери на гистерезис и на вихревые токи у них в несколько раз меньше, чем у

листовых кремнистых сталей. Это обстоятельство предопределяет их использование при создании сердечников мощных распределительных трансформаторов с пониженным уровнем магнитных потерь. Другую группу перспективных магнитомягких материалов составляют аморфные сплавы Fe—Co—Ni с большим содержанием кобальта. Они выделяются очень малой, близкой к нулю, константой магнитострикции и высокой начальной магнитной проницаемостью. У АМС улучшенных составов значение начальной магнитной проницаемости может достигать 120 000. По этому параметру аморфные кобальтовые сплавы на повышенных частотах (до 100 кГц) существенно превосходят низконикелевые пермаллои, широко применяемые в качестве магнитомягких кристаллических материалов.

Для достижения высокой магнитной проницаемости необходимы такие режимы термической обработки, которые устранили бы локализацию доменных границ и не приводили бы к появлению одноосной магнитной анизотропии. Одним из эффективных способов такой термообработки является проведение отжига при температуре выше точки Кюри с последующим быстрым охлаждением. Однако подобный процесс возможен лишь при условии, когда  $T_K$  оказывается ниже температуры кристаллизации. Аморфные сплавы с высоким содержанием Со, обладая ничтожно малой магнитострикцией, одновременно удовлетворяют и этому условию.

**Применение.** Помимо сердечников силовых и распределительных трансформаторов АМС применяются в качестве сердечников управляющих обмоток электродвигателей переменного тока, магнитных экранов, магнитных компонентов вторичных источников питания, магнитных усилителей, модуляторов, фильтров и сепараторов, а также в феррорезонансных стабилизаторах, магнитных головках видео- и звукозаписи, магнитострикционных вибраторах и в гидроакустических излучателях и приемниках.

У магнитомягких АМС удельное сопротивление в 2—4 раза выше удельного сопротивления электротехнических сталей и железоникелевых сплавов типа пермаллоя. Типичная толщина аморфных лент (20...40 мкм) сравнима с толщиной проката из пермаллоя, однако производство аморфной ленты намного производительнее и существенно дешевле изготовления металлической фольги из кристаллических ферромагнитных сплавов.

Ценными свойствами магнитомягких АМС являются высокие твердость, износстойкость, коррозионная стойкость. Последнее качество позволяет использовать АМС в магнитных фильтрах для очистки сточных вод, охлаждающей воды ядерных реакторов, а также для флотационной очистки. Прочность и гибкость аморфных нитей дают возможность изготавливать из них гибкую оплетку для эффективного магнитного экранирования кабелей и про-

водов. Сочетание высокой магнитной проницаемости, твердости и износостойкости обеспечивает АМС преимущества перед другими материалами при изготовлении магнитных головок видео- и звукозаписи.

Магнитомягкие аморфные сплавы следует рассматривать не только как заменители лучших кристаллических ферромагнетиков, но и как материалы для нового поколения различных приборов и устройств, создание которых требует принципиально нового сочетания свойств.

#### 10.4. МАГНИТОМЯГКИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

**Общие сведения.** По физической природе и строению высокочастотные магнитомягкие материалы подразделяют на *ферриты* и *магнитодиэлектрики*. Кроме того, на звуковых, ультразвуковых и низких радиочастотах можно использовать тонколистовые рулонные холоднокатаные электротехнические стали и пермаллои. Толщина стальных листов в этих случаях не должна превышать 25... 30 мкм, а пермаллоем, как более пластичный сплав, может быть получен в виде лент толщиной всего 2... 3 мкм. Основные магнитные свойства таких тонких материалов близки к свойствам материалов больших толщин, однако они имеют несколько повышенную коэрцитивную силу и высокую стоимость, а технология сборки магнитных цепей из них весьма сложна.

**Ферриты.** Как отмечалось в подразд. 9.7, ферриты представляют собой оксидные магнитные материалы, у которых спонтанная намагниченность доменов обусловлена нескомпенсированным антиферромагнетизмом.

Большое удельное сопротивление  $\rho$ , превышающее  $\rho$  железа в  $10^3$ ...  $10^{13}$  раз, а следовательно, и относительно незначительные потери энергии в области повышенных и высоких частот наряду с достаточно высокими магнитными свойствами обеспечивают ферритам широкое применение в радиоэлектронике.

**Получение ферритов.** Ферриты получают в виде керамики и монокристаллов. Благодаря невысокой стоимости и относительной простоте технологического цикла керамические материалы занимают ведущее место среди высокочастотных магнетиков.

При изготовлении *ферритовой керамики* в качестве исходного сырья наиболее часто используются оксиды соответствующих металлов. Общая технологическая схема производства ферритов во многом аналогична схеме производства радиокерамики. Однако при получении материалов с заданными магнитными свойствами предъявляются более жесткие требования к исходному сырью в отношении его химической чистоты, степени дисперсности и

химической активности. В отличие от радиокерамики ферритовая керамика совершенно не содержит стекловидной фазы; все процессы массопереноса при синтезе соединения и спекания изделий происходят лишь за счет диффузии в твердой фазе.

Исходные оксиды подвергаются тщательному измельчению и перемешиванию в шаровых или вибрационных мельницах тонкого помола, а затем после брикетирования или гранулирования массы осуществляется предварительный обжиг в целях ферритизации продукта, т. е. образования феррита из оксидов. Ферритизованный продукт вновь измельчают и полученный таким образом ферритовый порошок идет на формовку изделий. Предварительно его пластифицируют, причем в качестве пластификатора обычно используют водный раствор поливинилового спирта.

Формование изделий наиболее часто осуществляют методом прессования в стальных пресс-формах. Высокой производительностью формовки отличается также метод горячего литья под давлением. В этом случае в качестве пластифицирующего и связующего веществ применяют парафин.

Отформованные изделия подвергаются спеканию при температуре 1 100...1 400 °С в контролируемой газовой среде. Контроль за составом газовой среды особенно необходим на стадии охлаждения, чтобы предотвратить выделение побочных фаз. Наибольшей чувствительностью к изменению давления кислорода характеризуются ферриты марганца и твердые растворы на их основе. В процессе спекания завершаются химические реакции в твердой фазе, устраняется пористость, фиксируется форма изделий. За счет процесса рекристаллизации материал приобретает определенную зеренную структуру, которая существенно влияет на магнитные свойства керамики. Как правило, время спекания составляет от 3 до 7 ч. Ферриты никель-цинковой группы синтезируются в воздушной атмосфере, а марганцево-цинковые ферриты — в контролируемой газовой среде с пониженным давлением кислорода.

Ферриты являются твердыми и хрупкими материалами, допускающими обработку (резку, шлифовку, полировку) только с помощью инструментов из синтетических алмазов или абразивных порошков. В частности, для этих видов механической обработки широко используются порошки карбида кремния.

**Высокопроницаемые ферриты.** В качестве магнитомягких материалов наиболее широко применяют никель-цинковые и марганцево-цинковые ферриты. Они кристаллизуются в структуре шпинели и представляют собой твердые растворы замещения, образованные двумя простыми ферритами, один из которых ( $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  или  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$ ) является ферримагнетиком, а другой ( $\text{ZnFe}_2\text{O}_4$ ) — немагнитен. Основные закономерности изменения магнитных свойств от состава в подобных системах твердых растворов пред-

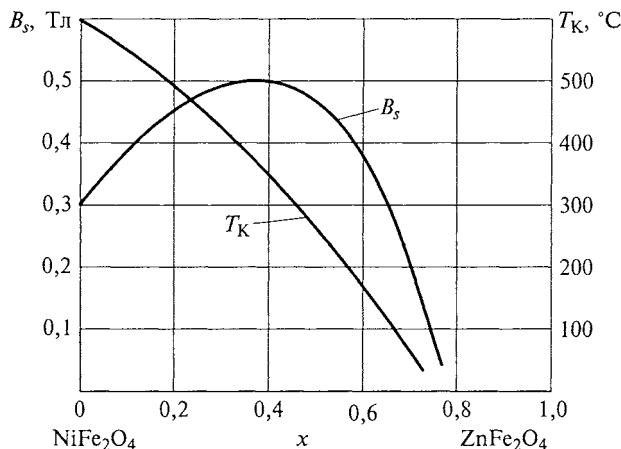


Рис. 10.8. Зависимость индукции насыщения (при  $T = 20$  °C) и температуры Кюри твердых растворов  $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$  от состава ( $T_{\text{отж}} = 1320$  °C)

ставлены на рис. 10.8 и 10.9. Чтобы объяснить наблюдаемые закономерности, необходимо принять во внимание, что катионы цинка в структуре шпинели всегда занимают тетраэдрические кислородные междуузлия (см. подразд. 9.7), а катионы трехвалентного же-

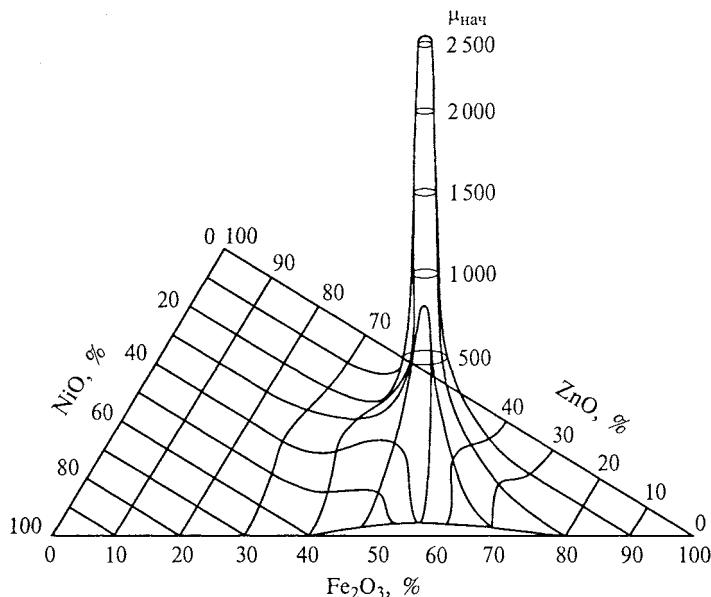
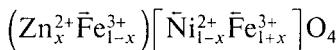


Рис. 10.9. Зависимость начальной магнитной проницаемости в системе  $\text{NiO}-\text{ZnO}-\text{Fe}_2\text{O}_3$  от состава ( $T_{\text{отж}} = 1380$  °C)

леза могут находиться как в тетра-, так и в октаэдрических промежутках. Состав твердого раствора с учетом распределения катионов по кислородным междуузлиям можно охарактеризовать следующей формулой:



где стрелки условно указывают направление магнитных моментов ионов в соответствующих подрешетках.

Отсюда видно, что вхождение цинка в кристаллическую решетку сопровождается вытеснением железа в октаэдрические позиции. Соответственно уменьшается намагниченность тетраэдрической (A) подрешетки и снижается степень компенсации магнитных моментов катионов, находящихся в различных подрешетках (A и B). В результате возникает очень интересный эффект: увеличение концентрации немагнитного компонента приводит к увеличению намагниченности насыщения  $j_{ms}$ , а следовательно, и индукции насыщения  $B_s$  твердого раствора (см. рис. 10.8). Однако разбавление твердого раствора немагнитным ферритом вызывает ослабление основного обменного взаимодействия типа A—O—B, что выражается в монотонном снижении температуры Кюри  $T_K$  при увеличении мольной доли  $\text{ZnFe}_2\text{O}_4$  в составе феррита-шпинели.

Быстрый спад индукции насыщения  $B_s$  в области  $x > 0,5$  (см. рис. 10.8) объясняется тем, что магнитные моменты небольшого числа ионов в тетраэдрической подрешетке уже не в состоянии ориентировать антипараллельно себе магнитные моменты всех катионов, находящихся в B-подрешетке. Иными словами, обменное взаимодействие типа A—O—B становится настолько слабым, что не может подавить конкурирующее взаимодействие типа B—O—B, которое также является отрицательным и стремится вызвать антипараллельную ориентацию магнитных моментов катионов в B-подрешетке (см. формулу (9.17)).

Ослабление обменного взаимодействия между катионами при увеличении содержания немагнитного компонента приводит к уменьшению констант магнитной кристаллографической анизотропии и магнитострикции. Благодаря этому облегчается перемагничивание ферримагнетика в слабых полях, т. е. возрастает начальная магнитная проницаемость  $\mu_{\text{нач}}$ . Наглядное представление о зависимости  $\mu_{\text{нач}}$  от состава твердой фазы дает рис. 10.9. Максимальному значению  $\mu_{\text{нач}}$  отвечает точка в треугольнике составов с ориентировочными координатами 50 %  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , 15 %  $\text{NiO}$  и 35 %  $\text{ZnO}$ . Этой точке соответствует твердый раствор  $\text{N}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$  с  $x \approx 0,7$ . Из сопоставления рис. 10.9 и 10.8 можно сделать вывод, что ферриты с высокой начальной магнитной проницаемостью должны обладать невысокой температурой Кюри. Аналогичные закономерности наблюдаются для марганцево-цинковых ферритов.

Значения начальной магнитной проницаемости и коэрцитивной силы определяются не только составом материала, но и его структурой. Препятствиями, мешающими свободному перемещению доменных границ при действии на феррит слабого магнитного поля, являются микроскопические поры, включения побочных фаз, участки с дефектной кристаллической решеткой и др. Устранение этих структурных барьеров, также затрудняющих процесс намагничивания, позволяет существенно повысить магнитную проницаемость материала. Большое влияние на значение  $\mu_{\text{нач}}$  ферритов оказывает размер кристаллических зерен. Марганцево-цинковые ферриты с крупнозернистой структурой (со средним размером кристаллитов порядка 40 мкм) могут обладать начальной магнитной проницаемостью до 20 000. Это значение  $\mu_{\text{нач}}$  близко к начальной магнитной проницаемости лучших марок пермаллоя.

**Магнитные свойства.** Для ферритов, используемых в переменных полях, кроме начальной магнитной проницаемости одной из важнейших характеристик является тангенс угла потерь  $\text{tg}\delta$ . Благодаря низкой проводимости составляющая потерь на вихревые токи в ферритах практически мала и ею можно пренебречь. В слабых магнитных полях незначительными оказываются и потери на гистерезис. Поэтому значение  $\text{tg}\delta$  в ферритах на высоких частотах в основном определяется магнитными потерями, обусловленными релаксационными и резонансными явлениями. Для оценки допустимого частотного диапазона, в котором может использоваться данный материал, вводят понятие *критической частоты*  $f_{\text{кр}}$ . Обычно под  $f_{\text{кр}}$  понимают такую частоту, при которой  $\text{tg}\delta$  достигает значения 0,1.

Инерционность смещения доменных границ, проявляющаяся на высоких частотах, приводит не только к росту магнитных потерь, но и к снижению магнитной проницаемости ферритов. Частоту  $f_{\text{tp}}$ , при которой начальная магнитная проницаемость  $\mu_{\text{нач}}$  уменьшается до 0,7 от ее значения в постоянном магнитном поле, называют *граничной*. Как правило,  $f_{\text{кр}} < f_{\text{tp}}$ . Для сравнительной оценки качества магнитомягких ферритов при заданных значениях  $H$  и  $f$  удобной характеристикой является относительный тангенс угла потерь, под которым понимают отношение  $\text{tg}\delta/\mu_{\text{нач}}$ .

Сравнение магнитных свойств ферритов с одинаковой начальной магнитной проницаемостью показывает, что в области частот до 1 МГц марганцево-цинковые ферриты имеют существенно меньший относительный тангенс угла потерь, чем никель-цинковые ферриты. Это объясняется очень малыми потерями на гистерезис у марганцево-цинковых ферритов в слабых полях. Дополнительным преимуществом высокопроницаемых марганцево-цинковых ферритов является повышенная индукция насыщения и более высокая температура Кюри. В то же время никель-цинко-

вые ферриты обладают более высоким удельным сопротивлением и лучшими частотными свойствами.

Наиболее распространенная маркировка магнитомягких ферритов следующая. На первом месте стоит численное значение  $\mu_{\text{нач}}$ , затем идут буквы, определяющие частотный диапазон применения, ограничиваемый сверху значением критической частоты  $f_{\text{кр}}$ . Ферриты для звуковых, ультразвуковых и низких радиочастот для краткости обозначают буквой Н (низкочастотные). Критическая частота их для разных марок может лежать в пределах от 0,1 до 50 МГц. В маркировке высокочастотных ферритов имеются буквы ВЧ, критическая частота их 50...600 МГц. Далее в маркировке магнитомягких ферритов следуют буквы, обозначающие состав материала: М — марганцево-цинковый феррит, Н — никель-цинковый и т.д. Ферриты марок ВЧ по составу относятся к никель-цинковым.

На рис. 10.10 и 10.11 представлены частотные зависимости магнитной проницаемости  $\mu_{\text{эф}}$  и тангенса угла потерь  $\text{tg}\delta$  (суммарных: магнитных и диэлектрических) марганцево-цинковых и никель-цинковых ферритов различных марок. Чем больше начальное значение магнитной проницаемости, тем при более низких ча-

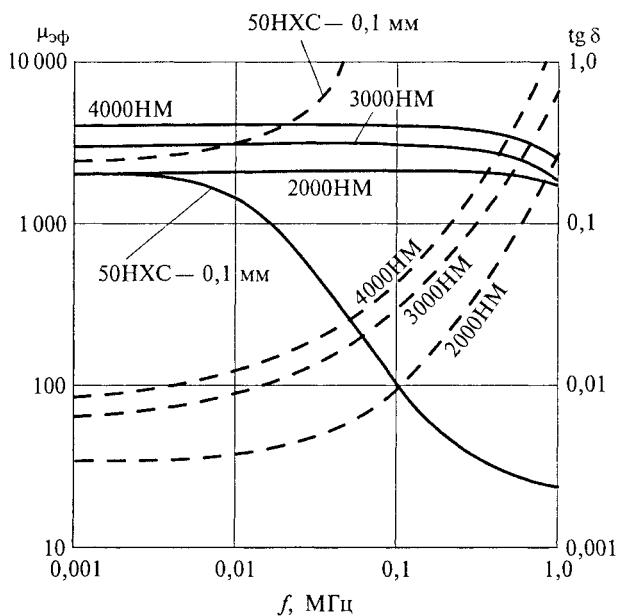


Рис. 10.10. Зависимости  $\mu_{\text{эф}}$  (сплошные линии) и  $\text{tg}\delta$  (пунктирные линии) марганцево-цинковых ферритов от частоты в слабом поле с напряженностью  $H = 0,4 \text{ A/m}$  (для сравнения приведены аналогичные кривые, характеризующие пермаллой)

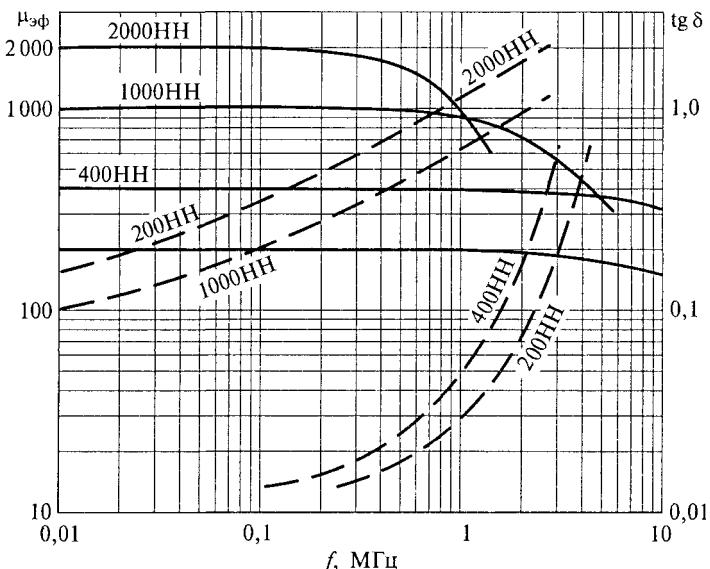


Рис. 10.11. Зависимости  $\mu_{\text{эфф}}$  (сплошные линии) и  $\text{tg}\delta$  (пунктирные линии) никель-цинковых ферритов от частоты в слабом поле с напряженностью  $H = 0,4 \text{ A/m}$

стотах наблюдается ее снижение. Ферриты с большим значением  $\mu_{\text{эфф}}$  обладают и большим значением  $\text{tg}\delta$ , т.е. критическая частота их будет ниже.

Зависимость начальной магнитной проницаемости ферритов от температуры приведена на рис. 10.12. Как видно из представленных здесь кривых,  $\mu_{\text{нач}}$  повышается с ростом температуры до точки Кюри и затем резко падает. При этом чем выше начальная проницаемость, тем ниже точка Кюри этого феррита (в пределах одной и той же системы оксидов).

Магнитные свойства ферритов зависят от механических напряжений, которые могут возникать при нанесении обмотки, креплении изделий и по другим причинам. Чтобы не было ухудшения магнитных характеристик, ферриты следует оберегать от механических нагрузок.

**Электрические свойства.** По электрическим свойствам ферриты относятся к классу полупроводников или даже диэлектриков. Их электропроводность обусловлена процессами электронного обмена между ионами переменной валентности («прыжковый» механизм). Электроны, участвующие в обмене, можно рассматривать как носители заряда, концентрация которых практически не зависит от температуры. Вместе с тем при повышении температуры экспоненциально увеличивается вероятность перескока электронов между ионами переменной валентности, т.е. возрастает под-

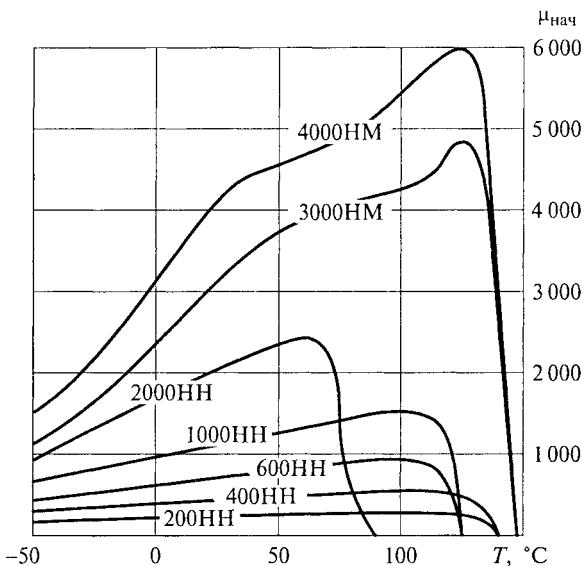


Рис. 10.12. Зависимость начальной магнитной проницаемости от температуры для марганцево-цинковых и никель-цинковых ферритов

вижность носителей заряда. Поэтому температурное изменение удельной проводимости  $\gamma$  и удельного сопротивления  $\rho$  ферритов с достаточной для практических целей точностью можно описать следующими формулами:

$$\gamma = \gamma_0 \exp(-\mathcal{E}_0/(kT)); \rho = \rho_0 \exp(\mathcal{E}_0/(kT)),$$

где  $\gamma_0$  и  $\rho_0$  — постоянные величины для данного материала;  $\mathcal{E}_0$  — энергия активации электропроводности.

Среди многих факторов, влияющих на удельное электрическое сопротивление ферритов, основным является концентрация в них ионов двухвалентного железа  $\text{Fe}^{2+}$ . Под влиянием теплового движения слабосвязанные электроны перескакивают от ионов двухвалентного железа  $\text{Fe}^{2+}$  к ионам трехвалентного железа  $\text{Fe}^{3+}$  и понижают валентность последних. Процесс «прыжковой» электропроводности можно представить следующей схемой:



С увеличением концентрации двухвалентных ионов железа линейно возрастает электропроводности материала и одновременно уменьшается энергия активации  $\mathcal{E}_0$ . Отсюда следует, что при сближении ионов переменной валентности понижается высота энергетических барьеров, которые должны преодолевать электроны при переходе от одного иона к соседнему. У ферритов-шпинелей

энергия активации электропроводности обычно лежит в пределах от 0,1 до 0,5 эВ. Наибольшей концентрацией ионов двухвалентного железа и, соответственно, наименьшим удельным сопротивлением обладает магнетит  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (феррит железа), у которого  $\rho = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ . В то же время в ферритах-гранатах концентрация ионов  $\text{Fe}^{2+}$  ничтожно мала, потому их удельное сопротивление может достигать высоких значений (до  $10^9 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ).

По аналогичному механизму электропроводность может осуществляться при наличии разновалентных ионов марганца, никеля, кобальта и др. Содержание разновалентных ионов зависит от состава материала и условий спекания.

Экспериментально установлено, что присутствие в ферритах-шпинелях определенного числа ионов двухвалентного железа приводит к ослаблению анизотропии и магнитострикции; это благоприятно отражается на значении начальной магнитной проницаемости. Отсюда вытекает следующая закономерность: ферриты с высокой магнитной проницаемостью, как правило, обладают невысоким удельным сопротивлением.

Для ферритов характерна относительно большая диэлектрическая проницаемость, которая зависит от частоты и состава материала. С повышением частоты диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  ферритов падает. Так, никель-цинковый феррит с начальной проницаемостью  $\mu_{\text{нач}} = 200$  на частоте 1 кГц имеет  $\epsilon = 400$ , а на частоте 10 МГц  $\epsilon = 15$ . Наиболее высокое значение  $\epsilon$  присуще марганцево-цинковым ферритам, у которых она достигает нескольких сотен или даже тысячи.

Большое влияние на поляризационные свойства ферритов оказывают ионы переменной валентности. С увеличением их концентрации наблюдается возрастание диэлектрической проницаемости материала. Наблюдаемые особенности поляризационных свойств поликристаллических ферритов объясняются более высокой степенью окисления тонких поверхностных слоев кристаллитов по сравнению с их внутренними областями. Удельное сопротивление поверхностных слоев оказывается значительно выше, чем внутри зерен. Из-за неоднородности свойств возникает сильная миграционная поляризация, определяющая релаксационный характер частотного изменения диэлектрической проницаемости.

**Применение ферритов.** Магнитомягкие ферриты с начальной магнитной проницаемостью 400...20 000 в слабых полях во многих случаях эффективно заменяют листовые ферромагнитные материалы: пермаллои и электротехническую сталь. В средних и сильных магнитных полях замена листовых ферромагнетиков ферритами нецелесообразна, поскольку у ферритов меньше индукция насыщения.

В табл. 10.2 дана характеристика некоторых распространенных отечественных марок ферритов, выпускаемых в промышленном масштабе.

Таблица 10.2

## Свойства некоторых ферритов

Марка	$\mu_{\text{нан}}$	$\times 10^6$ при $f_r$ , МГц	$(\text{tg}\delta/\mu_u)^{\times}$	$\mu_{\text{max}}$	$H_{c2}$ , А/м	$B_r$ , Тл	$f_{\text{кр}}$ , МГц	$f_{\text{рп}}$ , МГц	$T_K$ , °C (не ниже)	$\rho$ , Ом·м	$d_r$ , Мп/м <sup>3</sup>	Примечание
2000НМ	15 000	25 (0,01)	35 000	0,24	0,11	0,01	5,0	110	0,001	5	Общего назначения	
6000НМ	4 800...8 000	40 (0,02)	10 000	8	0,11	0,1	4,7	130	0,1	4,7		
1000НМ	800...1 200	15 (0,1)	1 800	28	0,11	0,5	4,5	200	0,5	4,5		
1000НН	800...1 200	85 (0,1)	3 000	24	0,10	0,4	3	110	10	4,9	Общего назначения	
600НН	500...800	25 (0,1)	1 500	40	0,12	1,2	5	110	100	4,8		
2000НМ1	1 700...2 500	15 (0,1)	3 500	25	0,12	0,5	1,5	200	5	5	Термостабильные, для аппаратуры с гловы- шенночными требованиями (ферриты марок ВЧ — никель-цинко- вые)	
700НМ1	550...850	8 (3)	1 800	25	0,05	5	8	200	4	4,8		
100ВЧ	800...120	135 (18)	280	300	00,15	3,5	80	400	10 <sup>5</sup>	4,8		
20ВЧ2	16...24	280 (30)	45	1 000	0,1	120	300	450	10 <sup>6</sup>	4,7		
300НН	280...350	170 (4)	600	80	0,13	5	20	120	10 <sup>6</sup>	4,8	Для контуров, перестраиваемых подмагничиванием	
9ВЧ	9...13	850 (150)	30	1 500	0,06	250	600	500	10 <sup>7</sup>	4,4		
200ВЧ	180...220	90 (10)	360	70	0,11	20	—	360	10 <sup>3</sup>	4,7	Для широкополосных трансформаторов	
50ВЧ3	4,5...65	120 (30)	200	100	0,14	85	—	480	10 <sup>4</sup>	4,6		

Магнитомягкие ферриты широко применяются в качестве сердечников контурных катушек постоянной и переменной индуктивностей, фильтров в аппаратуре радиосвязи и проводной связи, сердечников импульсных и широкополосных трансформаторов, трансформаторов развертки телевизоров, магнитных модуляторов и усилителей, делителей напряжения, магнитных экранов. Из них изготавливают также стержневые магнитные антенны, индуктивные линии задержки и другие детали и узлы электронной аппаратуры.

Наиболее часто применяют ферритовые сердечники с замкнутой магнитной цепью. Такие магнитопроводы бывают либо монолитными, в виде единого тела (например, кольцевой сердечник), либо составными: из двух хорошо пришлифованных друг к другу частей, зазор между которыми по возможности мал. Составные магнитопроводы распространены шире монолитных, так как намотка проволоки на последние вызывает определенные трудности. В качестве примера на рис. 10.13 показана конструкция составного сердечника закрытого (броневого) типа. Он состоит из двух одинаковых чашек и стержня-подстроечника, входящего в центральное отверстие. Перемещением подстроечника можно регулировать индуктивность катушки.

Монокристаллы магнитомягких ферритов и плотные поликристаллические материалы, получаемые горячим прессованием, находят довольно широкое применение при изготовлении магнитных головок записи и воспроизведения сигналов звукового диапазона и видеодиапазона в магнитофонах. По сравнению с металлическими ферритовые головки обладают высоким удельным сопротивлением (что важно для уменьшения потерь) и большей твердостью. Из-за высокой скорости движения магнитной ленты при видеозаписи к материалу головки предъявляются повышенные требования в отношении износостойчивости. Высокая твердость и плотность используемых для этих целей ферритов позволяют обрабатывать их поверхность до размера шероховатостей не более 0,16 мкм.

Конструкция головки для магнитной записи показана на рис. 10.14. Сердечник головки состоит из двух склеенных стеклом половин, между которыми создается рабочий зазор 2...5 мкм для го-

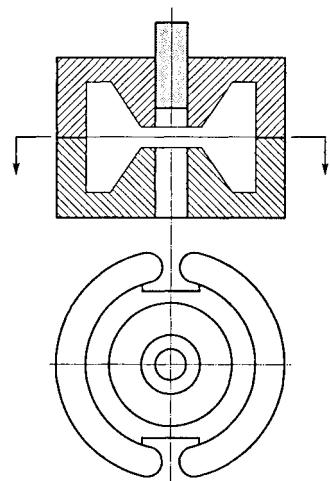


Рис. 10.13. Конструкция броневого ферритового сердечника

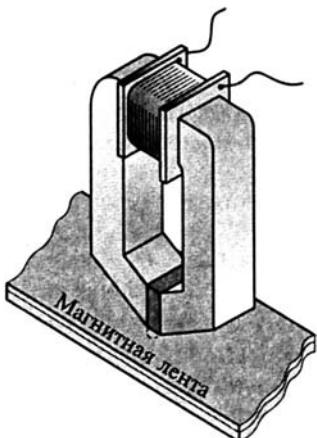


Рис. 10.14. Общий вид магнитной видеоголовки

ловок звукозаписи и 0,3...0,7 мкм для головок видеозаписи. Такие сердечники часто изготавливают из монокристаллов марганцево-цинковых ферритов, выращиваемых газопламенным методом Вернейля (см. подразд. 8.6).

Одно из применений никель-цинковых ферритов связано с их использованием в датчиках температуры. Принцип

работы таких приборов основан на сильной зависимости  $\mu_{\text{ нач}}(T)$  вблизи точки Кюри. Интервал рабочих температур может составлять всего несколько градусов. На этой основе удается создавать чувствительные термореле. Отсутствие необратимых изменений магнитной проницаемости при циклическом нагревании и охлаждении является существенным достоинством никель-цинковых ферритов.

**Магнитодиэлектрики.** Магнитодиэлектрики получают путем прессования порошкообразного ферромагнетика с изолирующей органической или неорганической связкой. В качестве основы применяют карбонильное железо, альсифер, пермаллой (как высоконикелевый, так и низконикелевый) и ферритовые порошки на основе марганцево-цинковых и никель-цинковых ферритов. Изолирующей связкой служат бакелитовый лак, вспененный полистирол, полипропилен, эпоксидные смолы, легкоплавкие стекла, стеклоэмали и др. Основа должна обладать высокими магнитными свойствами, а связка — способностью образовывать между зернами сплошную (без разрыва) электроизоляционную пленку. Такая пленка должна быть по возможности одинаковой толщины и прочно связывать зерна между собой. Магнитодиэлектрик должен иметь малые потери и отличаться достаточной стабильностью магнитной проницаемости во времени и при колебаниях температуры. Иногда для снижения потерь на вихревые токи используют двойную изоляцию частиц. Например, в магнитодиэлектриках из карбонильного железа первичный слой изоляции формируют обработкой частиц в ортофосфорной кислоте или путем покрытия их прослойкой из жидкого стекла, а уже затем добавляют связующее вещество. В зависимости от требуемых магнитных свойств содержание вводимой связки может изменяться в пределах от 4 до 50 % от общей массы изделия.

Магнитная восприимчивость магнитодиэлектриков с достаточно хорошим приближением может быть рассчитана по формуле Лихтенеккера для композитов с хаотическим распределением компонентов (см. формулу (6.8)). Учитывая, что магнитная восприимчивость диэлектрика ничтожно мала, расчетную формулу легко преобразовать к виду

$$k_m = (b\tilde{k}_m)\theta,$$

где  $b$  — эмпирический поправочный коэффициент, учитывающий форму и размер ферромагнитных частиц;  $\tilde{k}_m$  — магнитная восприимчивость предельно концентрированной, диспергированной магнитной фазы;  $\theta$  — доля магнитной фазы.

Суммарные потери мощности в магнитодиэлектрике определяются потерями на гистерезис  $P_g$ , вихревые токи  $P_{в.т}$  и диэлектрическими потерями  $P_d$  в электроизоляционной связке:

$$P = P_g + P_{в.т} + P_d.$$

Потери в магнитодиэлектрике  $P$  в значительной степени зависят от размеров частиц порошка ферромагнетика и характера изоляции между зернами.

Для уменьшения потерь, особенно обусловленных вихревыми токами, необходимо применять более мелкий порошок ферромагнетика с тщательной изоляцией отдельных зерен.

Магнитодиэлектрики характеризуются относительно невысокой магнитной проницаемостью ( $\mu_{нач} = 10 \dots 250$ ), которая существенно меньше магнитной проницаемости монолитных ферромагнетиков. Это различие объясняется двумя основными причинами.

Во-первых, из-за разобщенности ферромагнитных частиц на их концах при намагничивании образца возникают свободные полюсы, создающие внутреннее поле, направленное навстречу внешнему (см. рис. 9.7).

Во-вторых, в пределах малой частицы энергетически невыгодно образование многодоменной структуры. Поэтому слабо выражен механизм намагничивания за счет смещения доменных границ, определяющий значение  $\mu$ .

Из-за сильного влияния внутреннего размагничивающего фактора магнитодиэлектрики имеют близкую к линейной зависимость индукции от напряженности внешнего магнитного поля, пологую форму петли гистерезиса и характеризуются весьма незначительными потерями на гистерезис (рис. 10.15). По этой же причине реверсивная магнитная проницаемость магнитодиэлектриков  $\mu_{рев}$  практически неуправляема внешним магнитным полем. Рис. 10.16 дает наглядное представление о различии в магнитных свойствах некоторых типовых магнитодиэлектриков и высокочастотных ферритов. Свойства магнитодиэлектриков слабо

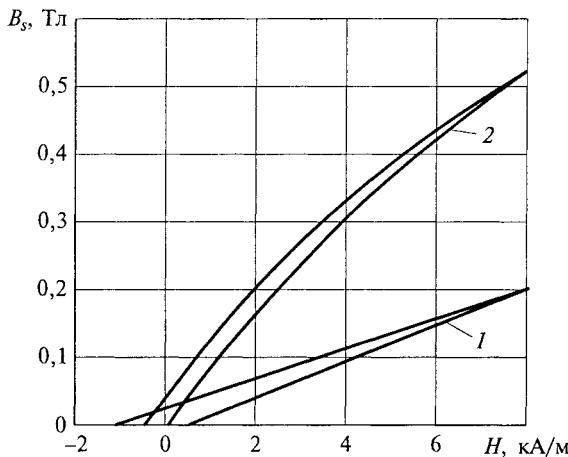


Рис. 10.15. Гистерезисные циклы для магнитодиэлектриков на основе аль-сифера (1) и молибденового пермаллоя (2)

изменяются под действием механических нагрузок. Предельные частоты их использования доходят до 100 МГц. С ростом частоты магнитная проницаемость изменяется незначительно, а потери возрастают.

Прессованные сердечники применяются в дросселях, трансформаторах, катушках индуктивности фильтров, генераторов, частотометров, радиочастотных контуров, и т. д. Такие катушки дол-

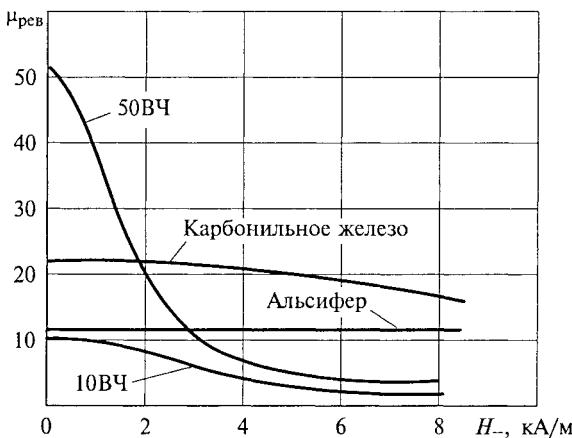


Рис. 10.16. Зависимости реверсивной магнитной проницаемости ферритов ВЧ и типовых магнитодиэлектриков от напряженности подмагничивающего поля

жны иметь малый объем при высокой индуктивности и обладать большой добротностью:

$$Q = \omega L / r,$$

где  $\omega$  — угловая частота;  $L$  — индуктивность;  $r$  — активное сопротивление катушки индуктивности.

Введение сердечника в катушку увеличивает ее индуктивность в большей мере, чем возрастает эквивалентное активное сопротивление, зависящее от потерь в сердечнике, в связи с чем добротность катушки индуктивности повышается. Катушки индуктивности с сердечником из магнитодиэлектрика могут обладать переменной индуктивностью, обеспечивающей возможность настройки контуров посредством перемещения подвижных сердечников (подстроекников).

Используемое в качестве магнитной основы сердечников карбонильное железо получают путем разложения пентакарбонила железа  $\text{Fe}(\text{CO})_5$  в среде аммиака. Такой порошок характеризуется высокой степенью дисперсности, его частицы имеют сфероидальную форму и средний размер от 1 до 5 мкм в зависимости от температуры разложения. Сердечники на основе карбонильного железа отличаются достаточно высокой стабильностью, малыми потерями, положительным температурным коэффициентом магнитной проницаемости и могут быть использованы в широком диапазоне частот.

Альсифер помимо хороших магнитных свойств выгодно отличается от других сплавов невысокой стоимостью и недефицитностью сырья. Важная особенность альсифера заключается в том, что в зависимости от содержания кремния и алюминия его температурный коэффициент магнитной проницаемости  $\alpha_\mu$  может быть положительным, отрицательным или равным нулю. Смешением порошков из сплавов с положительным и отрицательным  $\alpha_\mu$  можно создавать сердечники с термостабильными свойствами.

Магнитодиэлектрики на основе молибденового пермаллоя имеют наибольшую начальную магнитную проницаемость; потери на гистерезис и вихревые токи для этих магнитодиэлектриков при равных значениях  $\mu$  меньше, чем у сердечников из альсифера, а стабильность параметров выше. Использование низконикелевого пермаллоя как магнитного наполнителя позволяет получать магнитодиэлектрики с более высокой индукцией насыщения (до 1,5 Тл). Обычные пермаллои весьма пластиичны и плохо размалываются в порошок. Для придания сплавам необходимой хрупкости в их состав вводят небольшое количество серы.

Верхний предел рабочих температур магнитодиэлектриков в лучшем случае достигает 100...120 °С. Изменение во времени начальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{нач}}$  составляет от 0,2 до 2 % в год. Высокая временная и температурная стабильность магнитных

свойств, а также малые частотные потери и потери на гистерезис являются важными преимуществами магнитодиэлектриков перед другими магнитомягкими материалами. Применение порошков магнитомягких ферритов в качестве наполнителя позволяет получать композиты с электромагнитными параметрами, отличающимися повышенной стабильностью даже по сравнению с магнитодиэлектриками из металлических порошков.

## 10.5. МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО НАЗНАЧЕНИЯ

**Ферриты для устройств СВЧ.** Диапазон СВЧ соответствует длином волн от 1 м до 1 мм. В аппаратуре и приборах, где используются электромагнитные волны диапазона СВЧ, необходимо управлять этими колебаниями: переключать поток энергии с одного направления на другое, изменять фазу колебаний, поворачивать плоскость поляризации волны, частично или полностью поглощать мощность потока, изменять скорость распространения волны.

Электромагнитные волны могут распространяться в пространстве, заполненном диэлектриком, а от металлов они почти полностью отражаются. Поэтому металлические поверхности используются для направления волн, их концентрации или рассеяния. Электромагнитная энергия СВЧ чаще всего передается по волноводам, представляющим собой полые или частично заполненные твердыми материалами металлические трубы. В качестве твердых материалов для управления потоком энергии в волноводах используются ферриты СВЧ и некоторые немагнитные активные диэлектрики. Магнитными характеристиками первых можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, электрическими свойствами вторых — действием внешнего электрического поля.

Практическое применение ферритов СВЧ основано:

- на магнитооптическом эффекте Фарадея;
- в эффекте ферромагнитного резонанса;
- изменении внешним магнитным полем значения магнитной проницаемости феррита.

*Магнитооптический эффект Фарадея* (см. подразд. 8.5) заключается в повороте плоскости поляризации высокочастотных колебаний в намагниченном под действием внешнего поля феррите. При этом могут быть получены различные углы поворота плоскости поляризации, а следовательно, и коммутирование энергии в разные каналы.

*Ферромагнитный резонанс* наблюдается при совпадении частоты внешнего возбуждающего поля с собственной частотой прецессии спинов электронов. Собственная частота прецессии зави-

сит от магнитного состояния образца, а потому ее можно изменять с помощью постоянного подмагничивающего (управляющего) поля  $H_-$ . При резонансе резко возрастает поглощение энергии электромагнитной волны, распространяющейся в волноводе в обратном направлении; для волны прямого направления поглощение оказывается значительно меньшим. В результате получается высокочастотный вентиль. Рассмотренный эффект наиболее сильно проявляется в том случае, когда напряженности переменного возбуждающего и постоянного подмагничивающего полей взаимно перпендикулярны.

Если частоту внешнего поля поддерживать постоянной, а изменять напряженность подмагничивающего поля  $H_-$ , то вентильные свойства феррита будут проявляться в довольно узком интервале напряженностей постоянного поля  $\Delta H_-$ , называемом *ширина линии ферромагнитного резонанса*. Чем меньше значение  $\Delta H_-$ , тем сильнее поглощение электромагнитной энергии, что благоприятно сказывается на характеристиках ряда устройств СВЧ (антенные переключатели и циркуляторы, служащие для распределения энергии между отдельными волноводами, фазовращатели, фильтры, модуляторы, переключатели, ограничители мощности и др.).

Помимо достижения узкой линии резонанса к ферритам СВЧ предъявляют ряд специфических требований. Основными из них являются:

- высокая чувствительность материала к управляющему полю (возможность управления относительно слабым внешним полем);
- высокое удельное объемное сопротивление ( $10^6 \dots 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ) и возможно меньший тангенс угла диэлектрических потерь ( $10^{-3} \dots 10^{-4}$ ), а также возможно меньшее значение магнитных потерь вне области резонанса, обеспечивающее малое затухание в феррите;
- температурная стабильность свойств и возможно более высокое значение температуры Кюри.

В отдельных случаях к ферриту предъявляют и другие требования, которые могут быть даже противоречивыми. Большинство требований удается удовлетворить при использовании магний-марганцевых ферритов с высоким содержанием оксида магния. Для некоторых целей применяют литий-цинковые и никель-цинковые ферриты.

Конфигурация и габаритные размеры ферритового изделия, с одной стороны, определяются принципом действия прибора, а с другой, зависят от свойств самого материала. В различных приборах СВЧ применяемые ферритовые вкладыши имеют форму прямоугольной пластины, равностороннего треугольника, кольца, диска или сферы. При определенной геометрии вкладыша обеспечивается наилучшее согласование его с волноводом, т.е. получается минимальное отражение электромагнитной волны от феррита. Для изготовления вкладышей используют как поликристаллические

ческие материалы, так и монокристаллы ферритов. Последние характеризуются более узкой шириной линии ферромагнитного резонанса.

Особое место среди материалов для СВЧ занимают *ферриты-гранаты иттрия* с частичным замещением ионов иттрия и железа другими ионами. Они характеризуются весьма низкими диэлектрическими и магнитными потерями, слабой анизотропией, наиболее узкой резонансной кривой. Монокристаллы  $Y_3Fe_5O_{12}$  с малой концентрацией примесей и структурных дефектов имеют  $\Delta H_-$ , лежащую в пределах 10...100 А/м. Среди ферритов, применяемых в низкочастотной части диапазона СВЧ, ферриты-гранаты иттрия является наиболее распространенным.

Монокристаллы ферритов-гранатов обычно получают кристаллизацией из раствора-расплава с использованием оксифторида свинца ( $PbO + PbF_2$ ) в качестве растворителя.

**Магнитострикционные материалы.** *Магнитострикционными* называются магнитные материалы, применение которых основано на явлении магнитострикции и магнитоупругом эффекте, т.е. изменении размеров тела в магнитном поле и изменении магнитных свойств материала под влиянием механических воздействий. Явление магнитострикции было открыто английским ученым Дж.Джоулем в 1842 г.

Среди магнитострикционных материалов можно отметить как чистые металлы, так и сплавы и различные ферриты. Ферриты являются магнитострикционными материалами для высоких частот.

На рис. 10.17 показано изменение линейных размеров образцов ряда материалов в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля при продольном магнитострикционном эффекте.

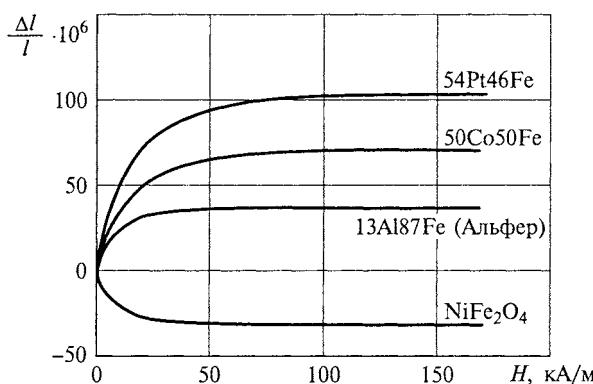


Рис. 10.17. Зависимость магнитострикционной деформации от напряженности магнитного поля для некоторых материалов

Магнитострикционные характеристики элементарных ферромагнетиков были даны на рис. 9.14.

В эксплуатационных условиях в большинстве случаев магнитное состояние сердечника магнитострикционного преобразователя определяется одновременным действием переменного и постоянного подмагничивающих полей. Если выполняется соотношение  $B_m \ll B_-$ , то между амплитудами переменного магнитного поля и механических колебаний существует линейная зависимость. Таким образом, магнитострикционные колебания небольшой амплитуды в намагниченной (магнитополяризованной) среде по своему внешнему проявлению аналогичны пьезоэлектрическим. Поэтому их иногда называют пьезомагнитными.

До начала 1960-х гг. наиболее широко применяемым магнитострикционным материалом являлся никель; он частично сохраняет свое лидирующее место и в настоящее время, хотя постепенно вытесняется другими магнитострикционными материалами и пьезоэлектрической керамикой. Ценными свойствами никеля являются высокая механическая прочность, стойкость к коррозии (даже по отношению к морской воде) и малый температурный коэффициент модуля упругости. Основной недостаток заключается в низком удельном сопротивлении, препятствующим его использованию на частотах выше 10 кГц из-за возрастающих потерь на вихревые токи.

Сердечники из никеля собирают в виде пакета из тонких пластин, скрепленных специальными стяжками. Пластины штампуют из никелевой ленты толщиной 0,05...2 мм. Предварительно пластины оксидают на воздухе при температуре около 800 °C для создания электроизолирующей пленки. Именно поверхностная оксидированная пленка обеспечивает не только надежную изоляцию пластин друг от друга при сборке в пакет, но и высокую коррозионную устойчивость материала.

Кроме чистого никеля используют железокобальтовые сплавы типа пермандюра 49К2Ф, железоалюминиевые типа альфер 12Ю, а также сплавы платины с железом (Fe + Pt).

Сплав платины с железом обладает большой константой магнитострикции, однако он очень дорогой и поэтому имеет весьма ограниченное применение. Пермандюр отличается высокими динамическими магнитострикционными параметрами. Предельная интенсивность излучения у преобразователей из пермандюра в четыре раза больше, чем у никелевых. Достоинствами альфера следует считать недефицитность исходных компонентов и повышенное удельное сопротивление. Недостатком железокобальтовых и железоалюминиевых сплавов являются низкая пластичность (или даже хрупкость), затрудняющая механическую обработку, и низкая антикоррозионная устойчивость, препятствующая использованию таких преобразователей в водной среде.

Широкое применение в магнитострикционных устройствах находит ферритовая керамика. По сравнению с никелем и металлическими сплавами магнитострикционные ферриты (МСФ) имеют ряд преимуществ. Благодаря высокому удельному сопротивлению в них пренебрежимо малы потери на вихревые токи, поэтому отпадает необходимость расслаивать материал на отдельные пластины. Частотный диапазон их использования расширяется до  $10^7$  Гц при сохранении высокой магнитомеханической добротности ( $10^3 \dots 10^7$ ). В отличие от металлических сплавов ферриты не подвержены действию химически агрессивных сред. С помощью керамической технологии можно изготовить преобразователи практически любых форм и размеров.

По составу магнитострикционная керамика представляет собой либо чистый феррит никеля  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ , либо твердые растворы на его основе. Наиболее важную роль играют добавки кобальта, которые существенно улучшают динамические параметры магнитострикционных преобразователей.

По своим механическим свойствам ферриты тверды и хрупки. Их механическая прочность при продольных колебаниях примерно в 7 – 10 раз меньше прочности металлических материалов. При работе в режиме излучения с большими амплитудами колебаний МСФ проявляют эффект усталости, т.е. постепенное ухудшение динамических параметров преобразователей.

Из магнитострикционных материалов изготавливают сердечники электромеханических преобразователей (излучателей и приемников) для электроакустики и ультразвуковой техники, сердечники электромеханических и магнитострикционных фильтров и резонаторов, линий задержки. Их используют также в качестве чувствительных элементов магнитоупругих преобразователей, применяемых в устройствах автоматики и измерительной техники.

Из-за меньшей индукции насыщения по сравнению с ферромагнетиками, а также вследствие низкой механической прочности и низкой теплопроводности МСФ область их применения ограничивается электромеханическими и магнитострикционными фильтрами, акустическими приемниками, а также излучателями, работающими при невысоких интенсивностях излучения. В частности, преобразователи на основе МСФ применяются в малогабаритных ваннах ультразвуковой (УЗ) очистки, УЗ-станках малой мощности, УЗ-пистолетах для сварки полимеров, УЗ-микрохирургических инструментах.

## 10.6. МАГНИТОВЕРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ

**Классификация и свойства.** Магнитотвердые материалы отличаются от магнитомягких высокой коэрцитивной силой. Площадь

гистерезисной петли у магнитотвердых материалов значительно больше, чем у магнитомягких. Высококоэрцитивное состояние магнитных материалов целиком обусловлено магнитной анизотропией.

По применению магнитотвердые материалы можно подразделить на материалы для постоянных магнитов и материалы для записи и длительного хранения звука, изображения и т. п. Особенности материалов для магнитной записи рассмотрены в подразд. 10.7.

Магнитные цепи с постоянными магнитами должны быть разомкнутыми, т. е. иметь рабочий воздушный зазор (рис. 10.18, *а*). Магнитный поток в зазоре возникает после предварительного намагничивания материала в сильном магнитном поле. Свойства магнитотвердых материалов характеризуются кривой размагничивания, которая является участком предельной гистерезисной петли (рис. 10.18, *б*). При наличии зазора возникающие магнитные поля создают внутреннее размагничивающее поле  $H_d$ , которое уменьшает индукцию внутри магнита до значения  $B_d$ . Положение

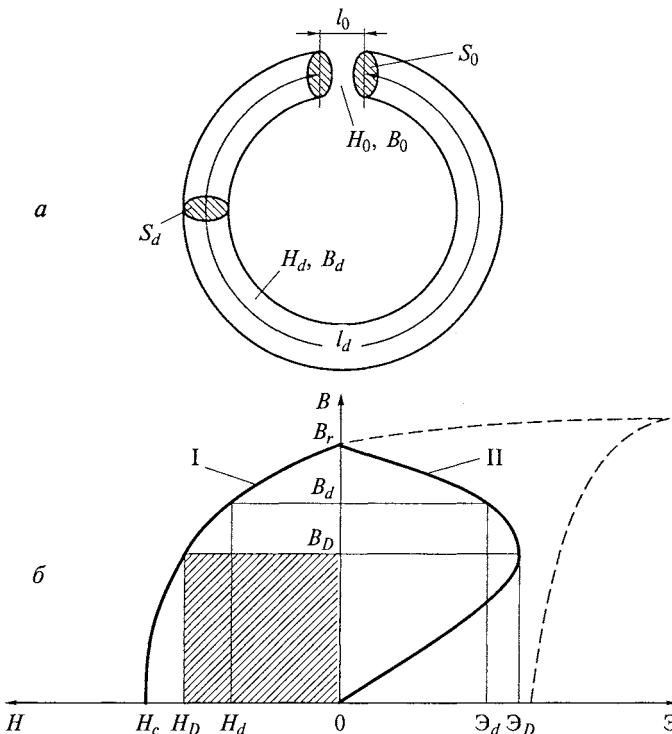


Рис. 10.18. Магнитная цепь с воздушным зазором (*а*) и кривые размагничивания ферромагнетика (*б*, I) и магнитной энергии в воздушном зазоре (*б*, II)

рабочей точки, характеризующей состояние магнитного материала, зависит от величины зазора.

При отсутствии внешнего магнитного поля макроскопические токи отсутствуют. В соответствии с законом полного тока

$$\oint H dl = 0.$$

Это справедливо для любого контура интегрирования, в частности вдоль пути по всей оси магнита. Отсюда следует, что

$$H_d l_d - H_0 l_0 = 0, \quad (10.1)$$

где  $l_d$  и  $l_0$  — длины магнита и воздушного зазора соответственно;  $H_0$  — напряженность магнитного поля в зазоре.

Важнейшее требование к постоянному магниту состоит в том, чтобы получить *максимальную магнитную энергию*  $\mathcal{E}_0$  в рабочем зазоре:

$$\mathcal{E}_0 = \frac{B_0 H_0}{2} V_0, \quad (10.2)$$

где  $V_0$  — объем зазора,  $V_0 \approx l_0 S_0$ .

Пренебрегая потоком рассеяния и учитывая, что магнитная индукция непрерывна, запишем

$$B_d S_d = B_0 S_0. \quad (10.3)$$

Из выражений (10.1)...(10.3) следует

$$\mathcal{E}_0 = \frac{B_d H_d}{2} V_d, \quad (10.4)$$

где  $V_d$  — объем магнита,  $V_d \approx S_d l_d$ .

Формула (10.4) показывает, что удельная (отнесенная к единице объема магнита) магнитная энергия в воздушном зазоре определяется положением рабочей точки на кривой размагничивания:

$$\mathcal{E}_d = \mathcal{E}_0 / V_d = B_d H_d / 2. \quad (10.5)$$

Чем меньше длина магнита и относительно больше зазор, тем больше размагничивающее поле полюсов и меньше  $B_d$ .

На рис. 10.18, б представлена кривая, выражающая зависимость удельной энергии  $\mathcal{E}_d$  от значения индукции  $B_d$ . При замкнутом магните  $B_d = B_r$ , причем энергия равна нулю, так как  $H_d = 0$ . Если зазор между полюсами очень велик, то энергия при этих условиях также стремится к нулю, поскольку  $B_d = 0$ ;  $H = H_c$ .

Из рис. 10.18 видно, что при некоторых значениях  $B_d$  и  $H_d$  энергия достигает максимального значения.

Произведение

$$\mathcal{E}_D = B_D H_D / 2 = \mathcal{E}_{d \max} \quad (10.6)$$

определяет наилучшее использование магнита и тем самым является наиболее важной характеристикой качества материалов, используемых для изготовления постоянных магнитов. Нередко для характеристики таких материалов пользуются произведением  $B_d H_d$ , опуская множитель  $1/2$ .

Графически энергию  $\mathcal{E}_d$  в определенном масштабе можно представить площадью прямоугольника со сторонами  $B_d$  и  $H_d$  (на рис. 10.18, б заштрихован прямоугольник, характеризующий  $\mathcal{E}_{d\max}$ ). Форму кривой размагничивания принято характеризовать *коэффициентом выпуклости*  $\eta_B$ , под которым понимают отношение

$$\eta_B = \frac{(BH)_{\max}}{B_r H_c}.$$

С усилением прямоугольности петли гистерезиса коэффициент выпуклости приближается к единице. Чем больше остаточная индукция  $B_r$ , коэрцитивная сила  $H_c$  и коэффициент выпуклости  $\eta_B$ , тем больше максимальная энергия магнита.

Чтобы получить высокую коэрцитивную силу в магнитном материале, необходимо затруднить процесс перемагничивания. Это можно осуществить двумя путями: либо воспрепятствовать смещению доменных границ, либо вообще исключить эти границы, уменьшая размер кристаллических зерен. Препятствиями к легкому смещению доменных границ под действием внешнего магнитного поля являются внутренние механические напряжения, посторонние включения или высокая магнитострикция. Большая коэрцитивная сила возникает в материале, состоящем из однодоменных частиц, у которых велика энергия магнитной кристаллографической анизотропии или анизотропии формы.

Классификация магнитотвердых материалов по составу и способу получения приведена на рис. 10.1.

**Литые высококоэрцитивные сплавы.** К этой группе относятся сплавы систем Fe—Ni—Al и Fe—Ni—Co—Al, модифицирован-

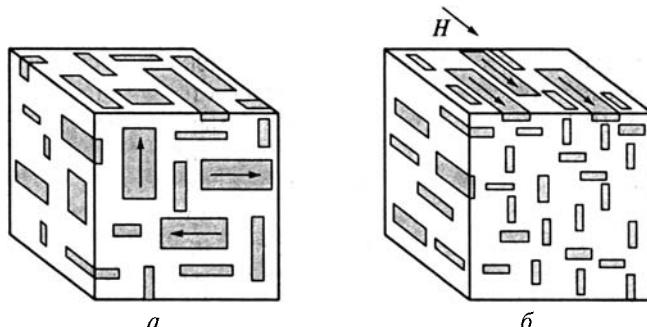


Рис. 10.19. Ориентация вторичных фаз в сплавах Fe—Ni—Al:  
а — охлаждение при закалке без поля; б — охлаждение в магнитном поле

ные различными добавками. Они являются активными элементами многих приборов и характеризуются благоприятным соотношением между магнитными свойствами и стоимостью производства. Высококоэрцитивное состояние этих сплавов обусловлено их дисперсионным распадом на две фазы при охлаждении до определенной температуры. В системе Fe—Ni—Al одна из фаз, образующихся в результате распада твердого раствора, по составу близка к чистому железу и является сильномагнитной; ее выделения имеют форму пластинок или стержней однодоменной толщины (с наименьшим размером порядка 1 нм). Другая фаза состоит из никеля и алюминия и оказывается слабомагнитной. Таким образом, получается композиция из немагнитной матрицы и однодоменных анизотропных по форме магнитных включений (рис. 10.19, а).

Материалы, имеющие такую структуру, намагничиваются в основном за счет процессов вращения магнитных моментов доменов. Высококоэрцитивное состояние этих сплавов может быть получено при содержании никеля 20...33 % и алюминия 11...17 % (по массе). В тройной системе Fe—Ni—Al наибольшей удельной магнитной энергией обладают сплавы, содержащие около 28 % Ni и 14 % Al, что приблизительно соответствует интерметаллическому соединению  $Fe_2NiAl$ . Однако без легирующих элементов эти сплавы практически не применяются. Помимо кобальта распространенными легирующими добавками являются медь, титан и ниобий. Добавки не только улучшают магнитные свойства, но и обеспечивают лучшую повторяемость характеристик, т. е. ослабляют зависимость магнитных свойств от небольших изменений химического состава, наличия примесей и отклонений от заданного режима термообработки.

Высококоэрцитивное состояние сплавов достигается только при определенных термических обработках. Режим термической обработки выбирают таким образом, чтобы получить оптимальную форму, размер и распределение микровключений, возникающих при фазовом распаде твердого раствора. Как правило, термообработка включает в себя нагрев до температуры 1 200...1 280 °C и охлаждение с определенной скоростью, обеспечивающей наибольшую дисперсность выделений. При этом скорость охлаждения не должна быть слишком большой, чтобы распад успел произойти по всему объему, но и не должна быть слишком малой, чтобы выделения не выросли до размеров, превышающих размер однодоменности.

Магнитные свойства магнитотвердых материалов зависят от кристаллографической и магнитной текстур. *Магнитная текстура* высококоэрцитивных сплавов создается путем их охлаждения в сильном магнитном поле. При этом достигается упорядоченное расположение пластинчатых выделений сильномагнитной фазы, которые своими осями легкого намагничивания ориентируются в

направлении поля (рис. 10.19, б). Такое магнитное текстурирование оказывается эффективным лишь для сплавов с высоким содержанием кобальта (сплавы типа ЮНДК\*).

С увеличением содержания кобальта в сплавах наблюдается два процесса: снижается температура фазового распада (от 950 °С в бескобальтовом сплаве до 800 °С в сплаве с 24 % Co) и повышается температура Кюри сильномагнитной фазы (соответственно от 730 до 850 °С). Таким образом, при определенном содержании кобальта в сплаве сильномагнитная фаза в начале распада является ферромагнитной, т. е. появляется возможность ориентирования анизотропных включений с помощью внешнего магнитного поля. Поэтому все сплавы ЮНДК\* с содержанием кобальта более 18 % подвергают не просто термической, а термомагнитной обработке. Текстурированный материал магнитно анизотропен; наилучшие свойства у него обнаруживаются в том направлении, в котором при охлаждении на него действовало магнитное поле.

*Кристаллическую текстуру* создают методом направленной кристаллизации сплава, залитого в форму, используя особые условия теплоотвода. Сплавы, полученные направленной кристаллизацией, имеют специфическую столбчатую макроструктуру. Сочетание кристаллической и магнитной текстур позволяет улучшить все параметры магнитотвердого материала ( $B_r$ ,  $H_c$ ,  $\eta_a$ ). Недостатком сплавов типа Fe—Ni—Al и Fe—Ni—Al—Co является трудность изготовления из них изделий точных размеров вследствие хрупкости и высокой твердости; из всех видов механической обработки они допускают обработку только путем шлифования.

На рис. 10.20 приведены кривые размагничивания и магнитной энергии в воздушном зазоре магнитов на основе ряда промышленных высококоэрцитивных сплавов. Бескобальтовые сплавы (ЮНД) наиболее дешевые. Сплавы, содержащие кобальт (ЮНДК15, ЮНДК18 и др.), применяются в тех случаях, когда требуются повышенные магнитные свойства и нужен изотропный магнитный материал. Сплавы с 24 % кобальта, обладающие высокими магнитными свойствами в направлении магнитной текстуры, используются при направленном магнитном потоке. Сплавы с направленной кристаллизацией, например ЮН13ДК-25БА, ЮНДК35Т5БА, обладают наибольшим запасом магнитной энергии ( $\mathcal{E}_{max} = 35 \dots 40 \text{ кДж/м}^3$ ).

При большом воздушном зазоре предпочтение следует отдавать сплавам с наибольшей коэрцитивной силой, например спла-

\* В марках сплавов приняты следующие обозначения: Ю — алюминий, Н — никель, Д — медь, К — кобальт, Т — титан, Б — ниобий, А — столбчатая кристаллическая текстура. Магнитная текстура не обозначается, но подразумевается всегда при содержании кобальта в сплаве выше 15 %. Цифра в маркировке подчеркивает содержание того металла, буква которого стоит перед этой цифрой.

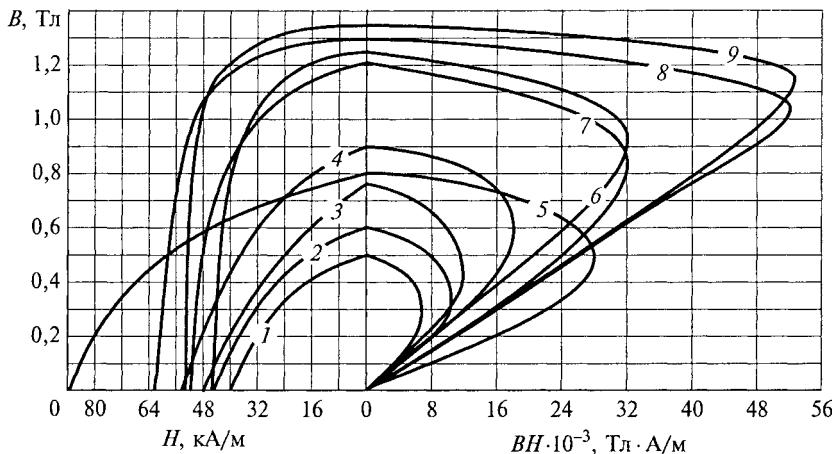


Рис. 10.20. Кривые размагничивания и магнитной энергии в воздушном зазоре магнитов на основе сплавов:

1 — ЮНД4; 2 — ЮНД8; 3 — ЮНДК15; 4 — ЮНДК18; 5 — ЮНДК35Т5; 6 — ЮН13ДК24; 7 — ЮНДК24Б; 8 — ЮН15ДК25БА; 9 — ЮН14ДК25А

вам, содержащим титан — ЮНДК40Т8 ( $H_c > 145$  кА/м) и др. Весьма высокими магнитными свойствами обладают монокристаллические материалы марок ЮНДК35Т5АА, ЮНДК40Т8АА (символ АА означает монокристаллическую структуру). Однако они достаточно дороги, поэтому промышленностью производятся в ограниченных масштабах.

Сплавы системы ЮНДК являются самыми стабильными среди магнитотвердых материалов, способными работать при самых высоких температурах. Например, сплавы ЮНДК35Т5 после специальной структурной и магнитной стабилизации могут работать не менее 2 000 ч при 600 °С. Общее старение магнитов за это время не превышает 1 %.

Обязательным условием рационального использования магнитотвердого материала является его намагничивание до состояния насыщения. Принято считать, что для достижения этого состояния напряженность внешнего намагничающего поля должна в 3–6 раз превышать значение коэрцитивной силы по намагниченности. Наибольшее применение имеют намагничающие установки постоянного тока: электромагниты и соленоиды. Однако намагничивание может происходить и в импульсном режиме с длительностью воздействия магнитного поля от долей микросекунды до нескольких миллисекунд.

**Магниты из порошков.** Невозможность получить особенно мелкие изделия со строго выдержанными размерами из литых железоникельальюминиевых сплавов обусловила использование мето-

дов порошковой металлургии для производства постоянных магнитов.

Процесс изготовления порошковых магнитов аналогичен процессу изготовления керамических деталей, т.е. включает в себя операции помола, смешения порошков, формовку изделий и спекание. В качестве исходных материалов используются порошки соответствующих металлов, формовку осуществляют путем прессования под давлением порядка 1 000 МПа, а спекание магнитов производят в атмосфере тщательно осушенного водорода при температуре 1 200...1 300 °С. Мелкие детали при такой технологии получаются достаточно точных размеров и не требуют дальнейшей механической обработки.

В готовом виде металлокерамические магниты имеют остаточную пористость 3...5 % и худшие по сравнению с литыми изделиями магнитные свойства. Так, запасенная магнитная энергия и остаточная индукция у них на 10...20 % ниже, чем у литых магнитов из соответствующего сплава, зато по механической прочности они превосходят литые магниты в 3—6 раз. В некоторых случаях возможно изготовление металлокерамических магнитов совместно с элементами арматуры (например, полюсных наконечников).

**Магнитотвердые ферриты.** Из магнитотвердых ферритов наиболее известен бариевый феррит  $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$  (феррокслюр). В отличие от магнитомягких ферритов он имеет не кубическую, а гексагональную кристаллическую решетку с одноосной анизотропией. Промышленность выпускает два вида бариевых магнитов: марок БИ (бариевые изотропные) и марок БА (бариевые анизотропные).

Высокая коэрцитивная сила у этих материалов обусловлена малым размером кристаллических зерен и сильной магнитной кристаллографической анизотропией. Технология производства магнитотвердых ферритов в общих чертах подобна технологии производства магнитомягких ферритов. Однако чтобы получить мелкокристаллическую структуру, осуществляют очень тонкий помол (как правило, в водной среде), а спекание проводят при относительно невысоких температурах (во избежание процесса рекристаллизации).

Для придания анизотропии магнитных свойств материал текстурируют. Текстура создается путем формования массы сметанообразной консистенции в сильном магнитном поле с напряженностью 650...800 кА/м. Отключение поля производится после полного удаления влаги из прессуемого порошка и достижения необходимого давления в пресс-форме. Основные параметры бариевых магнитов приведены в табл. 10.3.

Как видно из табл. 10.3, магниты из феррита бария имеют коэрцитивную силу до 240 кА/м, что превосходит коэрцитивную силу магнитов системы альни (145 кА/м), однако по остаточной индук-

Таблица 10.3

## Магнитные свойства магнитов из ферритов

Марка	$\mathcal{E}_{\max}$ , кДж/м <sup>3</sup>	$H_c$ , кА/м	$B_r$ , Тл
1БИ	3,2	128	0,19
1БИС	3,6	128	0,21
2,4БА	9,6	224	0,33
3,1БА	12,4	168	0,38
3БА2	10,4	240	0,35

ции (0,38 Тл) и запасенной магнитной энергии (12,4 кДж/м<sup>3</sup>) они уступают этим сплавам (1,4 Тл и 40 кДж/м<sup>3</sup>).

Бариевые магниты целесообразно изготавливать в виде шайб и тонких дисков: они отличаются высокой стабильностью по отношению к действию внешних магнитных полей и не боятся тряски и ударов. Плотность бариевого феррита (4,4...4,9 Мг/м<sup>3</sup>) примерно в 1,5—1,8 раза меньше плотности литьих железоникельалюминиевых сплавов (~7,3...7,8 Мг/м<sup>3</sup>), магниты получаются легкими. Удельное сопротивление бариевого феррита 10<sup>4</sup>...10<sup>7</sup> Ом·м, т. е. в миллионы раз выше удельного сопротивления литьих металлических магнитотвердых сплавов. Поэтому магниты из бариевого феррита можно использовать при высоких частотах. По стоимости они почти в 10 раз дешевле магнитов из сплава ЮНДК24 из-за отсутствия дефицитных компонентов.

К недостаткам бариевых магнитов следует отнести низкую механическую прочность, большую хрупкость, сильную зависимость магнитных свойств от температуры. Кроме того, они обнаруживают необратимое изменение магнитных свойств после охлаждения от комнатной до низких температур (−60 °С) и нагревания до первоначальной температуры.

**Сплавы на основе редкоземельных элементов.** Магнитотвердые материалы этой группы являются весьма перспективными, но еще недостаточно изученными и освоенными в технологическом отношении. Редкоземельные элементы, являющиеся редкоземельными металлами, образуют большое число бинарных соединений с металлами переходной группы, из которых наибольший интерес представляют интерметаллические соединения типа  $RCO_5$  и  $R_2CO_{17}$ , где R — редкоземельный элемент. Указанные соединения имеют гексагональную структуру, им присуща сильная магнитная кристаллографическая анизотропия и высокая температура Кюри, которая лишь на 200...400 °С ниже  $T_K$  чистого кобальта и мало зависит от вида редкоземельного элемента. Наиболее высокая намагниченность насыщения наблюдается у соединений ко-

бальта с элементами первой половины ряда лантаноидов, т.е. с «наименее магнитными» РЗМ или даже совсем «немагнитными», такими как лантан или иттрий. Этот факт является следствием ферримагнитного упорядочения спинов атомов РЗМ и атомов Со в соединениях рассматриваемого ряда. При температуре ниже некоторого критического значения соединения  $RCo_5$  метастабильны и распадаются на две фазы. Нарушения фазовой однородности являются одной из причин появления высокой коэрцитивной силы в материале.

Наиболее распространенным способом получения магнитов является их спекание из порошков в присутствии жидкой фазы. Например, магниты на основе  $SmCo_5$  спекают при температуре порядка 1100 °С; жидкая фаза образуется за счет расплавления сплава ( $Sm + Co$ ), добавляемого в определенных пропорциях в состав порошковой композиции. Формовку магнитов производят путем прессования на гидравлических прессах под большим давлением (~1000 МПа) в магнитном поле с напряженностью не менее 800 кА/м. Спеченные магниты отличаются большой твердостью и хрупкостью. Представление о свойствах магнитотвердых материалов на основе РЗМ дает табл. 10.4.

Перед эксплуатацией магниты из сплавов кобальта с РЗМ подвергают термостабилизации при температуре на 50...70 °С выше температуры эксплуатации. Режимы эксплуатации обычно ограничивают рабочие температуры значением не выше 100 °С. Основной недостаток таких магнитов связан с их высокой стоимостью, обусловленной дефицитностью исходных компонентов.

**Композиционные магнитотвердые материалы.** Эти материалы находят широкое применение благодаря высокой технологичности и низкой стоимости. По внутреннему строению они напоминают магнитодиэлектрики, т.е. частицы магнитного наполнителя удерживаются диэлектрической связкой, выполняющей роль непрерывной фазы-матрицы. В качестве связки чаще всего используются термопластичные полимеры или резину. Получаемые композиции называют магнитопластами. В качестве магнитного наполнителя обычно выбирают порошок феррита бария или строн-

Таблица 10.4

## Магнитные характеристики некоторых материалов на основе РЗМ

Состав	$H_c$ , кА/м	$B_r$ , Тл	$\mathcal{E}_{max}$ , кДж/м <sup>3</sup>	$T_K$ , °С
$SmCo_5$	560	0,92	75	725
$PrCo_5$	415	0,94	56	610
$Sm_{0,5}Pr_{0,5}Co_5$	700	0,93	80	--

ция. Вследствие присутствия в магнитопластах значительного количества немагнитной фазы их магнитные свойства заметно уступают свойствам соответствующих ферритов, однако этот недостаток искупается возможностью изготовления дешевых магнитов по производительной технологии практически любой формы.

Магниты из этих материалов применяются в шаговых и синхронных электродвигателях, в телевидении, акустической аппаратуре (микрофоны, телефоны, плоские динамики), товарах бытового и хозяйственного назначения (магнитные уплотнения дверей холодильников, магнитные защелки, ключи и др.). Из магнитной резины изготавливают пластины для медицинских целей, которые получили название магнитофоров.

Формование изделий из композиционных материалов осуществляют способами, разработанными для формования полимерных материалов: прокатка, литье под давлением, прессование, экструзия. Отформованные изделия могут иметь форму листов, лент, пластин, труб, стержней, колец, дисков и т. п. Если полимер проходит стадию расплавления, то формовку можно проводить в магнитном поле в целях магнитного ориентирования частиц.

## 10.7. МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЗАПИСИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Магнитная запись информации предполагает совместное использование движущегося *магнитного носителя* и взаимодействующих с ним *магнитных головок*. По поверхности головки вблизи зазора с постоянной скоростью перемещается магнитный носитель, содержащий магнитотвердый материал (рис. 10.21).

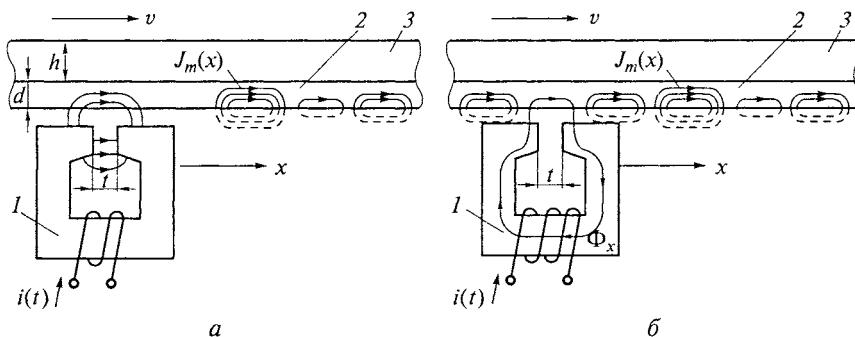


Рис. 10.21. Принцип продольной магнитной записи (а) и считывания (б) аналоговой информации:

1 — магнитная головка; 2 — рабочий слой; 3 — основа носителя

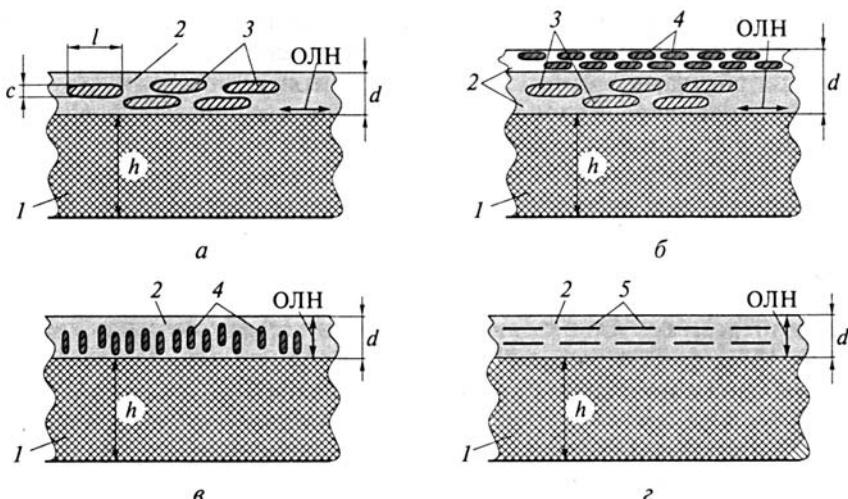


Рис. 10.22. Структура порошковых магнитных носителей для продольной (а, б) и перпендикулярной (в, г) записи:

1 — немагнитная основа; 2 — связующее; 3 —  $\gamma$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ; 4 —  $\text{CrO}_2$ ; 5 —  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$

Наиболее широкое применение получили носители в виде магнитных лент или дисков (рис. 10.22). Чаще всего носители магнитной записи представляют собой систему из двух или нескольких магнитных материалов. Слой, в котором производится запись и хранение информации, называется *рабочим слоем*. Рабочий слой наносится на основу из немагнитного материала. Материал основы должен обладать определенными физико-механическими свойствами. Так, основа магнитной ленты должна иметь гладкую поверхность, высокую прочность при растяжении при малой и равномерной толщине, хорошие износостойкость и эластичность, а также малую электризуемость. Этими свойствами обладают пленки из полиэтилентерефталата (ПЭТФ) толщиной  $h = 5 \dots 40$  мкм, используемые в *ленточных носителях*. Этот же материал толщиной 70...100 мкм применяется в *гибких магнитных дисках (дискетах)*. В *жестких магнитных дисках* применяют основу из алюминиевых сплавов, которые обладают высокой твердостью и износостойкостью и пригодны для полировки.

Рабочие слои носителей содержат магнитотвердые оксиды, ферриты или металлы. Магнитный материал может применяться в виде порошка, диспергированного в немагнитном связующем веществе, либо в виде сплошных металлических пленок. Порошковые слои получают путем нанесения на основу (с последующей сушкой) *магнитного лака*, который состоит из магнитного порошка, связующего диэлектрика, летучего растворителя и различных добавок, способствующих смачиванию и разделению час-

тиц порошка, а также уменьшению абразивности рабочего слоя. Содержание магнетика в ферролаке составляет 35...40 % по объему при толщине пленок  $d$  от 1 до 20 мкм.

Слои магнитного лака с высокими эксплуатационными свойствами должны обладать магнитной анизотропией. Для этого используются порошки магнетика, состоящие из частиц игольчатой, эллипсоидальной или пластинчатой форм, а слой ферролака до сушки помещают в сильное внешнее постоянное магнитное поле. Если вектор напряженности внешнего магнитного поля параллелен плоскости пленки, то частицы магнетика несимметричной формы ориентируются своими длинными осями преимущественно вдоль пленки (рис. 10.22, *а, б*). В дальнейшем высушенную пленку разрезают так, чтобы ось легкого намагничивания (ОЛН) совпадала с направлением движения магнитного носителя относительно магнитной головки. Такой магнитный носитель позволяет осуществлять *продольную* запись и считывание информации (см. рис. 10.21, *а*).

При подаче в обмотку записывающей головки тока  $i$ , пропорционального входному сигналу, в области зазора возникает магнитное поле рассеяния, которое действует на прилегающую к головке область рабочего слоя движущегося магнитного носителя. Таким образом, при записи происходит преобразование меняющегося во времени входного сигнала  $i(t)$  в пространственное распределение остаточной намагниченности  $J_m(x)$ .

Толщина основы носителя  $h$  должна быть такой, чтобы при наматывании магнитной ленты на бобину не происходил *копир-эффект*, т.е. намагничивание участков рабочего слоя в соседних витках.

Устройство головки воспроизведения принципиально не отличается от устройства головки записи. Во время движения носителя на зазоре оказываются участки с различной намагниченностью. Изменяющийся магнитный поток  $\Phi_x(t)$  наводит в обмотке ЭДС, пропорциональную записанному сигналу.

Важнейшим параметром магнитного носителя является плотность записи информации  $k_{\text{инф}}$  (ее измеряют в битах на миллиметр длины носителя). В порошковых рабочих слоях  $k_{\text{инф}}$  определяется размерами отдельных магнитных частиц и их структурой. В современных носителях частицы магнетика представляют собой однодоменные образования примерно одинаковых размеров. Минимальные размеры домена зависят от магнитных параметров рабочего слоя. Очевидно, что для получения уверенного считывания информации необходимо иметь слой с высокой остаточной намагниченностью  $J_{ms}$ .

Не менее важным параметром является коэрцитивная сила магнетика  $H_c$ . Увеличение  $H_c$  снижает влияние эффекта саморазмагничивания и повышает устойчивость домена к действию внешних магнитных полей. Поэтому при большой  $H_c$  минимальные раз-

меры доменов могут быть меньше, при этом возрастает плотность записи информации. В то же время при большой  $H_c$  приходится увеличивать ток в обмотке головки записи.

Наибольшую плотность информации при продольной записи можно получить, если вместо порошкового слоя (его минимальная толщина составляет 1 мкм) использовать сплошную металлическую ферромагнитную пленку. Здесь следует учесть, что в порошковом слое магнетик занимает не более 40 % объема (остальное приходится на немагнитную связку), а в металлической пленке немагнитная среда вообще отсутствует. Поэтому намагниченность насыщения сплошного слоя существенно выше, чем у порошкового. Такие слои толщиной до 0,1 мкм на основе магнитотвердых кобальт-никелевых сплавов изготавливают методом вакуумной металлизации немагнитной основы.

Существенного увеличения плотности информации на носителе можно достичь при использовании *перпендикулярной* магнитной записи. В этом случае в процессе изготовления порошкового рабочего слоя создают ориентацию несимметричных однодоменных частиц магнетика, при которой ось легкого намагничивания направлена перпендикулярно к поверхности носителя (рис. 10.22, в, г).

Перпендикулярная запись наиболее удобна в устройствах цифровой обработки информации. В цифровых системах ленточные носители используются редко, так как доступ к какому-либо участку записи (файлу) предполагает последовательное перемещение головки считываивания вдоль носителя. Значительно чаще используются магнитные диски, в которых дорожки записи представляют собой концентрические окружности. Магнитная головка при этом может перемещаться по радиусу вращающегося диска, что значительно ускоряет доступ к нужному файлу.

В современных носителях магнитной записи применяют следующие разновидности магнитных порошков: порошки гамма-оксида железа  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ; гамма-оксида железа, модифицированного кобальтом  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3 + \text{Co}$ ; диоксида хрома  $\text{CrO}_2$ ; феррита бария  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ , а также металлические порошки железа и его сплавов. Основные свойства магнитных порошков приведены в табл. 10.5.

Широкое распространение получили слои на основе  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , одного из первых материалов, использованных в магнитной записи. Порошок  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  получают окислением магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  при его нагревании на воздухе до температуры 250 °C. Отработанная технология и доступность исходного сырья обеспечили низкую стоимость таких носителей. Однако при получении игольчатых порошков малых размеров на поверхности частиц появляются поры и наросты, что затрудняет ориентационную способность порошка при магнитной обработке магнитного лака и приводит к умень-

Таблица 10.5

## Свойства некоторых материалов, применяемых в магнитных носителях информации

Материал	Форма частиц	$l$ , мкм	$c$ , мкм	$H_c$ , кА/м	$J_{ms}$ , кА/м	$k_{\text{инф. max}}^*$ , бит/мм
$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	Игольчатая	0,2 ... 0,5	0,03 ... 0,05	24	400	250/500
$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3 + \text{Co}$	Игольчатая, эллипсоидальная	0,2 ... 0,4	0,05 ... 0,1	38 ... 80	400	300/1 000
$\text{CrO}_2$	Игольчатая	0,2 ... 0,4	0,01 ... 0,02	38 ... 50	600	400/2 000
$\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$	Пластинчатая	0,08 ... 0,1	0,02	60 ... 160	300	—/3 500
Fe	Игольчатая	0,05 ... 0,2	0,01 ... 0,04	80 ... 160	1 700	1 000/6 000

\* При продольной/перпендикулярной записи.

шению  $H_c$ . Гамма-оксид железа по своей структуре и магнитным свойствам относится к ферримагнетикам, а по электрическим свойствам является полупроводником.

Более высокие магнитные параметры получают в *кобальтированных* порошках  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . При обработке частиц  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в растворе соли кобальта на их поверхности образуются эпитаксиальные слои феррита кобальта, которые сглаживают поверхность. При этом частицы лучше ориентируются в ферролаке, а их  $H_c$  возрастает.

Качественный скачок в технике аналоговой магнитной записи произошел в результате использования в порошковых слоях частиц диоксида хрома, которые получают путем разложения хромового ангидрида  $\text{CrO}_3$  с последующим гидротермальным синтезом при высоких температуре и давлении. Диоксид хрома также является ферримагнетиком, но обладает большим значением  $H_c$ . Это обусловлено гладкой поверхностью частиц и высоким отношением их длины к поперечному размеру, что обеспечивает выраженную анизотропию свойств при большой остаточной намагниченности.

Диоксид хрома имеет необычно малое для оксидов удельное сопротивление, что исключает электризацию при трении и позволяет увеличить скорость движения носителя. При записи аналоговых сигналов хорошие результаты дает использование носителей с двойным магнитным слоем (см. рис. 10.22, б). Если на

основу нанести слой с  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , а сверху слой с  $\text{CrO}_2$ , то такой носитель будет хорошо воспроизводить как высокочастотные, так и низкочастотные сигналы при небольших токах подмагничивания и в отсутствие электризации. Резкая анизотропия формы частиц  $\text{CrO}_2$  позволяет создавать носители для перпендикулярной записи с высоким  $k_{\text{инф}}$ .

Характерной особенностью порошков феррита бария является пластинчатая форма частиц (они представляют собой плоские шестигранники со средним диаметром 0,08 мкм и со средней толщиной 0,03 мкм). При этом ОЛН направлена перпендикулярно плоскости пластины, вследствие чего материал используется только в носителях перпендикулярной записи. Анизотропия и форма частиц приводят к появлению очень большой коэрцитивной силы, которую приходится снижать для обеспечения приемлемого тока записи путем введения модифицирующих добавок  $\text{CoO}$  и  $\text{TiO}_2$ . Положительным свойством порошковых слоев на основе феррита бария является хорошая стабильность при изменении внешних температуры и магнитных полей.

В слоях магнитного лака на основе металлических порошков используют частицы железа. Их получают восстановлением игольчатых порошков оксидов железа при температуре 300...500 °C в среде водорода. В результате размеры частиц железа по сравнению с оксидными порошками уменьшаются при сохранении игольчатой формы. Кроме того, металлические порошки имеют существенно более высокие значения индукции насыщения и  $H_c$ , чем оксидные порошки. Поэтому слои с металлическими порошками позволяют увеличить плотность записанной информации, но требуют больших токов при записи. Некоторое представление о сравнительных свойствах магнитных носителей с разными материалами дает рис. 10.23.

Можно указать две основные области применения магнитных носителей:

- техника звуко- и видеозаписи;
- внешние запоминающие устройства (ЗУ) для вычислительной техники.

В первом случае чаще используются магнитные ленты, во втором — гибкие и жесткие магнитные диски. В обоих случаях общей тенденцией является унификация геометрических размеров и со-вмещение магнитного носителя с отдельными элементами записывающих и воспроизводящих устройств. Например, ленточные носители чаще всего применяются в составе *компакт-кассет*. В компакт-кассете магнитная лента, намотанная на двух катушках, находится в одном корпусе с элементами лентопротяжного тракта. Это упрощает обслуживание магнитофона, а самое главное — позволяет резко уменьшить толщину основы ленты благодаря снижению требований к ее механической прочности. В свою очередь,

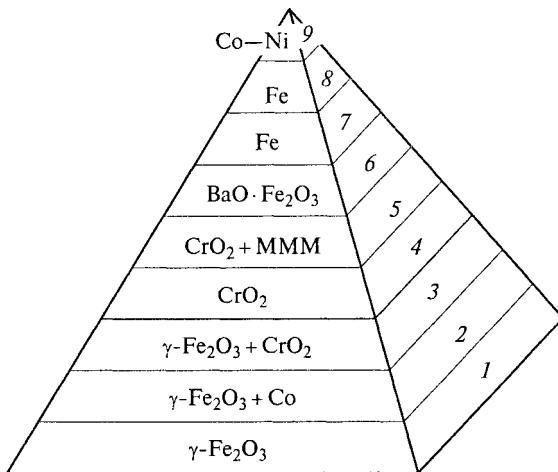


Рис. 10.23. Иерархия магнитных лент для записи звука (качественные показатели улучшаются от основания к вершине пирамиды):

1 —  $\gamma$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ; 2 —  $\gamma$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  + Co; 3 —  $\gamma$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  + CrO<sub>2</sub> (два слоя); 4 — CrO<sub>2</sub> (перпендикулярная запись); 5 — CrO<sub>2</sub> + магнитомягкий слой; 6 — порошок феррита бария; 7 — порошок Fe; 8 — сплошной слой Fe; 9 — сплошной слой сплавов Co-Ni

увеличивается объем записываемой информации при уменьшении габаритных размеров кассеты и магнитофона.

Широкое распространение получили гибкие магнитные диски, применяемые в персональных компьютерах. Они рассчитаны на запоминание до 3 Мбайт информации при скорости передачи данных до 500 Кбит/с и применяются в качестве портативных переносных ЗУ.

Значительно большей информационной емкостью (свыше  $10^9$  байт) обладают жесткие магнитные диски. Они используются в качестве основных внешних ЗУ и обычно встраиваются в компьютер. Дисковый носитель часто совмещен в единой системе с магнитной головкой (такую конструкцию называют *винчестером*). В состав винчестера могут входить элементы управления магнитной головкой и схема усиления считываемого сигнала. Как правило, запись и воспроизведение на жестких магнитных дисках бесконтактные. Воздушный зазор между диском и головкой с размерами 0,5...1 мкм возникает при высокой рабочей скорости вращения диска (1 500...6 000 об/мин). Это обеспечивает быстрый поиск информации и практически неограниченный срок службы.

К числу перспективных ЗУ следует отнести диски с магнитными пленками, имеющими перпендикулярную анизотропию, в которых возможно считывание информации магнитооптическим методом. В этом методе лазерный луч направляется на поверхность

пленки и после отражения регистрируется фотоприемником. Интенсивность отраженного луча зависит от направления намагниченности пленки, что позволяет определять намагниченные и перемагниченные области магнитного носителя. В качестве рабочего слоя у магнитооптических носителей могут использоваться аморфные пленки, полученные из сплавов железа и кобальта с редкоземельными элементами (Tb, Dy, Gd). Такие магнитные носители наряду с большой емкостью (свыше 10 Гбайт) обладают высоким быстродействием, но требуют сложного периферийного оборудования.

Важно отметить, что хранение информации во всех типах магнитных носителей не требует затрат энергии.

## Контрольные вопросы

1. Как классифицируются магнитные материалы по составу, свойствам и техническому назначению? Приведите примеры магнитных материалов с проводящими и диэлектрическими свойствами.
2. Какой ферромагнитный материал обладает наиболее высокой индукцией насыщения? Какие причины обуславливают рекордно высокие значения  $B_s$  у этого материала?
3. Какие магнитомягкие материалы имеют наиболее высокое значение магнитной проницаемости в слабых магнитных полях?
4. Объясните влияние добавок кремния на свойства электротехнической стали. Какие факторы ограничивают его максимальное содержание в стали?
5. Чем различаются свойства низконикелевых и высоконикелевых пермаллоев? Какова природа этих различий? Приведите примеры наиболее характерных применений этих материалов.
6. Приведите примеры низкокоэрцитивных металлических сплавов, не содержащих никель. Назовите характерные области применения таких материалов.
7. Какие разновидности магнитомягких аморфных материалов вам известны? Каким способом получают такие материалы?
8. Почему аморфные магнитные сплавы обладают высокой магнитной проницаемостью? Какова природа локальной анизотропии аморфных сплавов? Как влияет содержание металлоидного компонента на температуру Кюри аморфных магнитных сплавов?
9. Какие магнитные материалы называются ферритами? В каких структурах они кристаллизуются? Приведите пример ферритов со структурой шпинели и граната.
10. Что служит исходным сырьем при получении ферритов? Назовите основные технологические операции изготовления ферритовых изделий. С какой целью производят предварительный обжиг при получении ферритов?
11. Объясните, почему при замещении никеля цинком в смешанных ферритах  $Ni_{1-x}Zn_xFe_2O_4$  наблюдается увеличение намагниченности насыщения и понижение температуры Кюри.

- 
12. Почему ферриты с высокой начальной магнитной проницаемостью обладают невысокой температурой Кюри?
  13. Что понимают под критической и граничной частотами изменения магнитного поля при эксплуатации ферритов? Каковы частотные характеристики высокопроницаемых и низкопроницаемых ферритов?
  14. В чем сходство и различие магнитных свойств ферритов и ферромагнетиков? Объясните механизм «прыжковой» электропроводности ферритов. Почему удельная проводимость этих материалов экспоненциально возрастает при нагревании?
  15. Обоснуйте эффективность применения ферритов в радио- и телевизионной аппаратуре. Нарисуйте эскиз ферритовой головки для магнитной записи и воспроизведения видеозображения.
  16. Каково строение магнитодиэлектриков и какими достоинствами они обладают? Какие вещества и почему используются в качестве магнитной основы при изготовлении магнитодиэлектриков?
  17. Почему магнитодиэлектрики обладают невысокой магнитной проницаемостью и почему она слабо зависит от напряженности магнитного поля?
  18. Какие физические эффекты лежат в основе применения СВЧ-ферритов?
  19. Назовите важнейшие характеристики магнитотвердых материалов. Каково основное назначение этих материалов? Как классифицируются магнитотвердые материалы по способу достижения высококоэрцитивного состояния?
  20. Объясните природу высокой коэрцитивной силы у металлических сплавов на основе системы Al—Ni—Fe.
  21. Чем различаются кристаллическая и магнитная текстуры у магнитотвердых металлических сплавов?
  22. Что называют магнитопластами и где они применяются?
  23. Почему в магнитных носителях используются рабочие слои, обладающие магнитной анизотропией? Сравните эксплуатационные свойства магнитных носителей с разными порошковыми материалами.
  24. В чем преимущество магнитных дисков по сравнению с магнитными лентами? Почему именно диски используются в ЗУ ЭВМ?

## Глава 11

# РЕЗИСТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

---

### 11.1. КЛАССИФИКАЦИЯ РЕЗИСТОРОВ. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ КОНСТРУКЦИЙ

*Резистором* называется элемент электронной техники, обладающий свойствами активного электрического сопротивления. Резистор является пассивным структурным элементом электрической цепи, его основная функция заключается в необратимом преобразовании электромагнитной энергии, регулировании и распределении токов и напряжений между узлами и элементами электрической цепи. Часть конструкции резистора, в которой реализуется свойство активного сопротивления, называется *резистивным элементом*. Резисторы являются самыми распространенными элементами электронной техники, они составляют от 20 до 50 % общего числа элементов принципиальных схем, а объем мирового производства резисторов превышает 20 млрд шт. в год.

Классификация линейных резисторов по назначению, свойствам, конструкции и материалу резистивного элемента представлена на рис. 11.1.

Резисторы общего назначения используются в качестве элементов электрической цепи, в которых происходит выделение мощности. По конструктивному исполнению резисторы можно подразделить на *проводочные* и *непроводочные*. К последним относятся резисторы *поверхностного* типа, в которых резистивный элемент изготавливают в виде проводящей пленки на диэлектрическом основании, и *объемные*, у которых резистивный элемент представляет собой объемное тело, как правило, с прямоугольным сечением.

В качестве материала резистивного элемента в непроводочных резисторах используются пленки из пиролитического углерода (*углеродистые* резисторы), пленки из металла (сплава), оксида металла или смеси металлической и диэлектрической фаз (*металло-пленочные*, *металлооксидные* и *металлоизолированные* резисторы), а также пленки и объемные тела, представляющие собой гетерогенную систему из нескольких компонентов, один из которых является проводящим (*композиционные* резисторы).

*Постоянные* резисторы имеют фиксированное, заданное при изготовлении сопротивление. В постоянных резисторах поверхностного типа (рис. 11.2, а) резистивная пленка нанесена на боковую поверхность цилиндрического основания из керамики или стек-

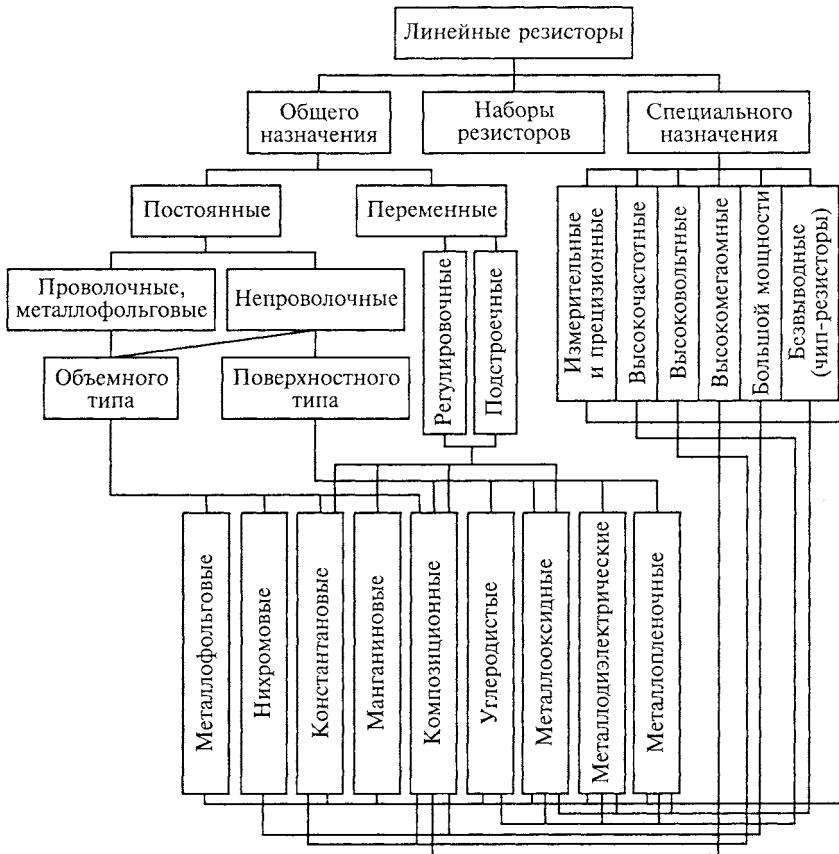


Рис. 11.1. Классификация линейных резисторов

ла, к которому на торцах присоединены контактные узлы из сплава с малым температурным коэффициентом линейного расширения, а к ним припаяны выводы (наружное изолирующее покрытие на рис. 11.2, *а* не показано). В непроволочных постоянных резисторах объемного типа (рис. 11.2, *г*) проводящая композиция находится внутри стеклокерамической трубки с прямоугольным сечением, а вкладные выводы расположены в торцах трубы. В проволочных резисторах изолированный провод, изготовленный из сплавов высокого сопротивления, намотан на поверхность цилиндрического изоляционного основания.

В процессе настройки, регулировки и эксплуатации аппаратуры возникает необходимость механически изменять сопротивление в отдельных цепях. Для этих целей используются *переменные подстроечные* (регулируемые при настройке) и *переменные регули-*

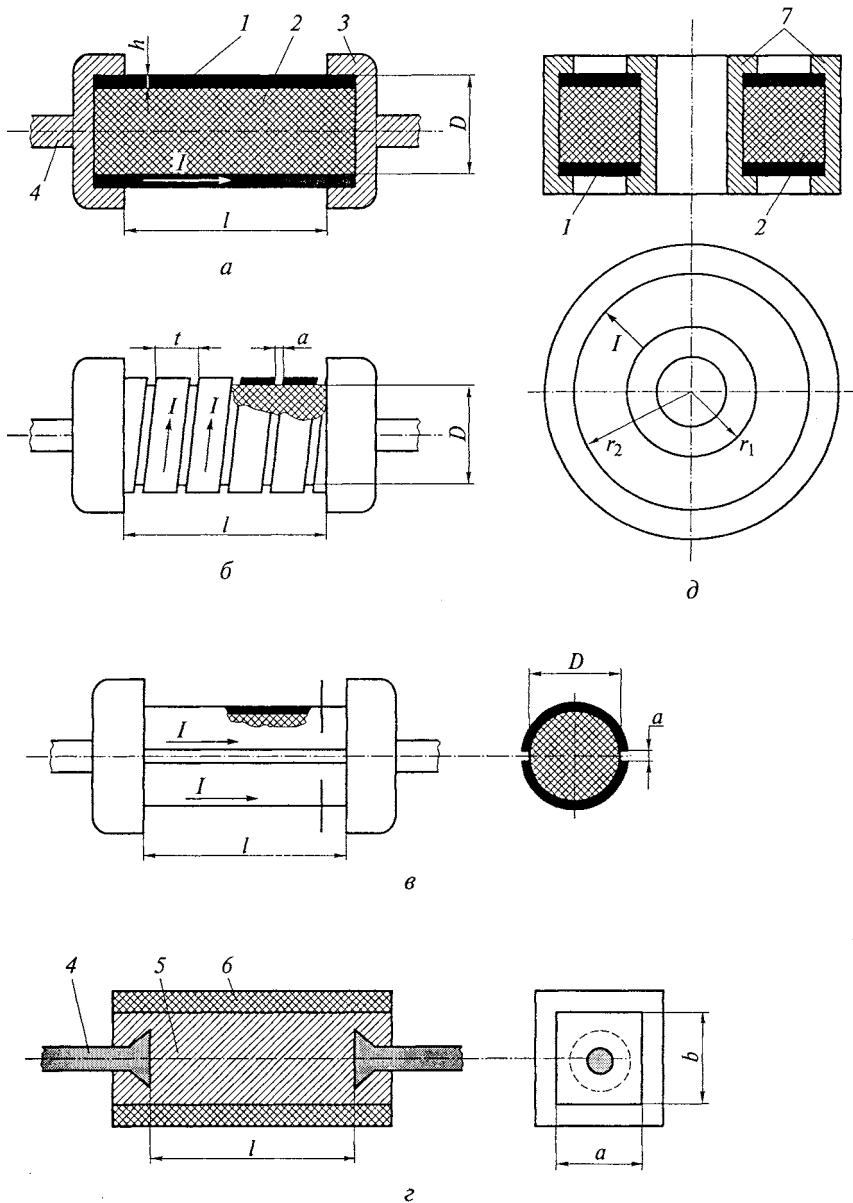


Рис. 11.2. Конструкции постоянных непроволочных резисторов:

а — поверхностного типа; б — со спиральной нарезкой; в — с продольной нарезкой ( $n = 2$ ); г — объемного типа; д — шайбовый высокочастотный; 1 — резистивная пленка; 2 — диэлектрическое основание; 3 — контактный узел; 4 — вывод; 5 — проводящая композиция; 6 — стеклокерамическая трубка; 7 — контактные площадки. Геометрические размеры пленок показаны не в масштабе

ровочные (соединенные с органами управления) резисторы. Переменный резистор в общем случае имеет три вывода: два из них закреплены на концах резистивного элемента (неподвижные контакты), а третий соединен с подвижным контактом, перемещающимся по резистивному элементу. Переменное сопротивление  $R_\phi$ , соответствующее перемещению подвижной части от 0 до  $\phi$ , измеряют между подвижным контактом и одним из неподвижных контактов. Если резистивный элемент выполнен в виде подковы, по которой перемещается подвижный контакт (рис. 11.3, *а*), то в этом случае под  $\phi$  следует понимать угол поворота оси, связанной с подвижным контактом. Если же рабочий элемент имеет форму прямоугольника (рис. 11.3, *б*), то  $\phi$  характеризует линейное перемещение движка. Переменный резистор может использоваться в схемах как потенциометр или как регулируемое сопротивление (реостат). В первом случае происходит изменение напряжения в цепи (рис. 11.3, *в*), а во втором — изменяется ток (рис. 11.3, *г*).

Особенности резисторов специального назначения понятны по их названиям (см. рис. 11.1). Измерительные и прецизионные резисторы отличаются высокой точностью величины сопротивления и повышенной стабильностью. Высокочастотные резисторы, предназначенные для работы на частотах выше 10 МГц,

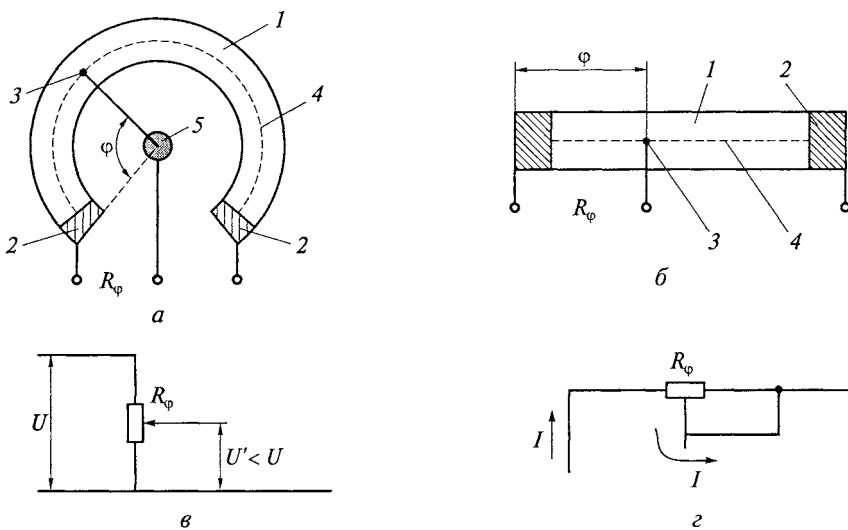


Рис. 11.3. Переменные резисторы поверхностного типа:

*а* — с круговым перемещением подвижного контакта; *б* — с линейным перемещением подвижного контакта; *в* — схемное обозначение регулировочного резистора, используемого как потенциометр; *г* — схемное обозначение подстроекого резистора, используемого как регулируемое сопротивление; 1 — резистивный элемент; 2 — неподвижные контакты; 3 — подвижный контакт; 4 — траектория перемещения подвижного контакта; 5 — ось вращения подвижного контакта

должны иметь полное сопротивление, близкое к активному. На *высоковольтные* резисторы (они заведомо имеют большие габаритные размеры) могут быть поданы напряжения до нескольких десятков киловольт. *Высокомегаомные* резисторы имеют сопротивления от 10 МОм до 10 ТОм (их используют для измерения малых токов). Два последних типа резисторов изготавливают на основе композиционных пленок. В резисторах большой мощности, способных рассеивать свыше 10 Вт, используют никромовую проволоку или объемные проводящие композиции (см. рис. 11.2, г). *Без выводные*, или *чип-резисторы*, изготавливают нанесением тонкой резистивной пленки на стеклянную нить (диаметром 0,3 мм) или на ситалловую подложку; такие резисторы используются в микрэлектронных устройствах.

Наборы резисторов представляют собой совокупность до нескольких десятков элементов, находящихся в одном корпусе и соединенных, как правило, по определенной электрической схеме.

## 11.2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОСТОЯННЫХ РЕЗИСТОРОВ

*Номинальное сопротивление* — это активное сопротивление, значение которого получено расчетным путем и, как правило, обозначено на резисторе.

Номинальное сопротивление постоянного резистора  $R_{\text{ном}}$  зависит от его конструкции, геометрических размеров и свойств использованного в резистивном элементе материала. В резисторах поверхностного типа (см. рис. 11.2, а) толщина проводящей пленки  $h$  мала по сравнению с диаметром основания  $D$ , а длина протекания тока равна расстоянию  $l$  между контактными узлами. Тогда в соответствии с формулой (2.32) получим

$$R_{\text{ном}} = R_{\square} l / (\pi D) = R_{\square} k_{\phi}, \quad (11.1)$$

где  $R_{\square}$  — сопротивление квадрата резистивной пленки;  $k_{\phi}$  — коэффициент формы резистивного элемента (отношение длины протекания тока к ширине пленки, через которую этот ток протекает).

Величину сопротивления резистора поверхностного типа можно изменить (увеличить), если удалить часть резистивной пленки. Этот процесс называется *нарезкой* резистора. При спиральной нарезке (см. рис. 11.2, б) на поверхности резистора создается изолирующая канавка шириной  $a$ , а ток протекает по всем  $N$  виткам образовавшейся при этом спирали с шагом  $t$  (очевидно, что  $N = l/t$ ). Если  $t \ll D$ , то номинальное сопротивление резистора со спиральной нарезкой

$$R'_{\text{ном}} = R_{\square} N \pi D / (t - a).$$

Увеличение сопротивления в результате нарезки характеризуют коэффициентом нарезки

$$K_{\text{нар}} = \frac{R'_{\text{ном}}}{R_{\text{ном}}} = \frac{(\pi D)^2}{t(t-a)}.$$

При  $t \ll D$ , имеем  $K_{\text{нар}} \gg 1$ , т.е. при спиральной нарезке на одной и той же резистивной пленке  $R_{\text{ном}}$  могут быть получены в широком интервале значений.

Для незначительного изменения  $R_{\text{ном}}$  (для его точной подгонки), что требуется в прецизионных резисторах, используют *продольную* нарезку, при которой создается  $n$  изолирующих канавок на поверхности основания параллельно оси цилиндра (см. рис. 11.2, *б*). В этом случае  $K_{\text{нар}} \approx 1$ , а

$$R'_{\text{ном}} = R_{\square} l / (\pi D - na).$$

Любой резистор содержит не только резистивный элемент, но и другие части конструкции, выполненные из диэлектрических материалов. Кроме того, протекание тока по резистивному элементу приводит к появлению индуктивной составляющей сопротивления.

Эквивалентная схема резистора, используемого на переменном напряжении, содержит не только активное сопротивление, но и реактивные составляющие (рис. 11.4, *а*). К ним относятся индуктивность резистивного элемента  $L$ , емкости диэлектрического основания  $C_{\text{осн}}$  и защитного изолирующего покрытия  $C_{\text{из}}$ . В резисторах со спиральной нарезкой (рис. 11.4, *б*) резко увеличивается индуктивность, так как возникает взаимодействие токов в соседних витках нарезки. При этом  $L \approx L'N$ ;  $R = R'N$  и появляется межвитковая емкость  $C'$  (рис. 11.4, *б*). В композиционных резисторах следует учитывать собственную емкость резистивного элемента  $C_s$ , обусловленную диэлектрической связкой. На высоких ча-

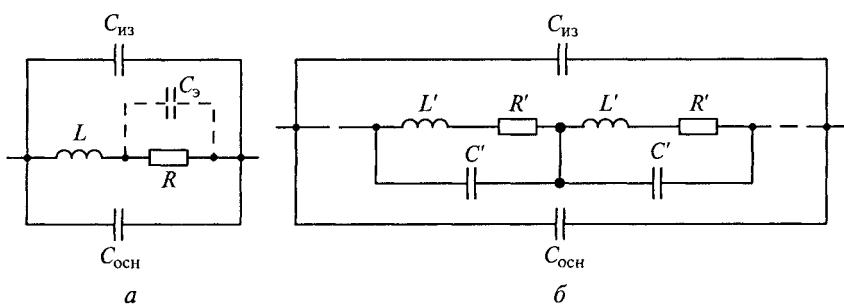


Рис. 11.4. Эквивалентная схема резистора, используемого на переменном напряжении:  
*а* — резистор без нарезки; *б* — резистор со спиральной нарезкой

стотах полное сопротивление резистора  $Z$  (его часто называют *эффективным сопротивлением*  $R_{\text{эфф}}$ ) отличается от его активного сопротивления и зависит от частоты. Обычно емкостное сопротивление, шунтирующее резистивный элемент, много больше  $R$ , и поэтому

$$Z = R_{\text{эфф}} \approx \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}.$$

В силу рассмотренных особенностей в высокочастотных резисторах не применяется спиральная нарезка, часто отсутствуют выводы, резистор не имеет защитных диэлектрических покрытий. Такие резисторы могут иметь шайбовую безвыводную конструкцию (см. рис. 11.2, *д*). На оба основания керамического диска с отверстием нанесена резистивная пленка, расположенная между контактными площадками, выполняющими функцию выводов. В резисторах шайбовой конструкции ток  $I$  протекает по радиусу двух оснований; при этом изменяется ширина, через которую проходит ток. Учет этого обстоятельства приводит к следующему выражению для номинального сопротивления:

$$R_{\text{ном}} = (R_{\square}/4\pi)\ln(r_2/r_1),$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — геометрические размеры резистивного элемента.

Номинальное сопротивление непроволочного резистора объемного типа (см. рис. 11.2, *г*)

$$R_{\text{ном}} = \rho l/(ab),$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление проводящей композиции.

В проволочных резисторах

$$R_{\text{ном}} = 4\rho l/(\pi d^2),$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление материала провода;  $l$  и  $d$  — длина и диаметр провода соответственно.

Истинное (измеренное) значение сопротивления  $R_{\text{изм}}$  может отличаться от номинального в пределах  $\Delta R_{\text{ном}}/R_{\text{ном}} = [(R_{\text{изм}} - R_{\text{ном}})/R_{\text{ном}}]100$ .

Номинальные сопротивления и допуски резисторов нормализованы и выбираются из стандартных рядов, установленных Международной электротехнической комиссией (МЭК) (табл. П4.1 и табл. П4.2). Номинальные сопротивления резисторов общего назначения (с допусками  $\pm 5\%$ ;  $\pm 10\%$ ;  $\pm 20\%$ ;  $\pm 30\%$ ) должны соответствовать числам, приведенным в табл. П4.1 или полученным путем умножения этих чисел на  $10^n$ , где  $n = 0, \pm 1; \pm 2; 3; 4\dots$  Обозначения допуска в виде русских или латинских буквенных индексов указаны в табл. П4.2. На современных резисторах маркировка номинальных сопротивлений и допусков указывается в виде буквенно-цифрового кода, при котором буква задает порядок номинального сопротивления: Е( $R$ ) — омы; К( $K$ ) — килоомы;

$M(M)$  — мегаомы;  $\Gamma(G)$  — гигаомы;  $T(T)$  — тераомы. При дробных значениях номинальных величин буква, обозначающая единицу измерения, ставится на место запятой, а буквенное обозначение допуска (см. табл. П4.2) указывается сразу после кода номинального сопротивления. Например,  $R_{\text{ном}} = 6,8 \text{ Ом} \pm 10\%$  кодируется как 6E8C (русский код) или 6R8K (латинский код), а  $R_{\text{ном}} = 910 \text{ МОм} \pm 5\%$  — как G91I или G91J и т. д.

На постоянных резисторах допускается маркировка цветным кодом. Его наносят знаками в виде кругов, сдвинутых к одному из торцов резистора. Для маркировки цветным кодом резисторов общего назначения номинальное сопротивление записывается в омах и выражается двумя цифрами и множителем  $10^n$ , где  $n$  — целые числа от  $-2$  до  $+9$ , последний знак обозначает допуск  $R_{\text{ном}}$ . Используемые при этом цвета и их значения указаны в табл. П4.3. Относительное изменение сопротивления резистора при изменении температуры окружающей среды на один градус называют *температурным коэффициентом сопротивления*  $\alpha_R$ , или ТКС. Значение и знак ТКС зависят от свойств материала резистивного элемента и могут быть определены из выражения

$$\alpha_R = (1/R)(dR/dT) \approx (1/R_0)[(R - R_0)/(T - T_0)],$$

где  $R_0$  и  $R$  — измеренные сопротивления резистора при температурах  $T_0$  (в нормальных условиях) и  $T \neq T_0$ .

При подаче на резистор с сопротивлением  $R_{\text{ном}}$  напряжения  $U$  через него протекает ток  $I$ , а в резисторе выделяется мощность

$$P = IU = I^2 R_{\text{ном}} = U^2 / R_{\text{ном}},$$

которая рассеивается в окружающую среду путем теплопередачи. При установлении теплового равновесия резистор нагревается до определенной температуры, которая не должна превышать теплостойкости материалов резистора.

*Номинальной мощностью* резистора  $P_{\text{ном}}$  называется максимальная допустимая мощность, которую резистор может длительное время рассеивать при непрерывной электрической нагрузке в заданных условиях, сохраняя параметры в установленных пределах. Значение  $P_{\text{ном}}$  зависит от конструкции резистора, его габаритных размеров, а также от физических свойств примененных в нем материалов. При выбранных конструкции и материалах резисторы с большей мощностью рассеяния должны иметь большие габаритные размеры. Для сравнения между собой различных типов резисторов используют такой параметр, как *удельная мощность рассеяния* резистора (*удельная нагрузка*). Под ней понимают отношение  $P_{\text{ном}}$  к площади теплоотдающей (боковой) поверхности  $S$  или к объему резистора  $V$ :

$$p_{\text{уд}}^S = P_{\text{ном}} / S; p_{\text{уд}}^V = P_{\text{ном}} / V.$$

С повышением температуры окружающей среды  $T_0$  теплоотдача от резистора ухудшается и допустимая мощность рассеяния  $P_{\text{доп}}$  начиная с некоторой *номинальной температуры*  $T_{\text{ном}}$  должна снижаться в соответствии с графиком нагрузки резистора (рис. 11.5). На графике нагрузки отмечается рабочий интервал температур: от  $T_{\text{min}} < 0^{\circ}\text{C}$  до предельной температуры  $T_{\text{max}}$ .

Одним из параметров резистора является *пределное напряжение*  $U_{\text{пп}}$  — это максимальное напряжение для данного типа резистора, которое устанавливается исходя из его конструкции и геометрических размеров. Значение  $U_{\text{пп}}$  определяется, в основном, электрической прочностью окружающей среды и диэлектрических материалов, примененных в резисторе. Поэтому при использовании резистора на переменном токе следует учитывать амплитудные значения напряжения. Для резисторов без спиральной нарезки, работающих в воздушной среде, главным фактором, определяющим  $U_{\text{пп}}$ , является электрический пробой воздуха между металлическими выводами резистора. С увеличением длины резистора его  $U_{\text{пп}}$  возрастает. При спиральной нарезке электрическое поле у поверхности резистора искажается (рис. 11.6). Если к резистору с длиной  $l$  приложено напряжение  $U$ , то между двумя соседними витками возникает разность потенциалов  $\Delta U = U/N = Ut/l$ ; при этом напряженность поля в межвитковых промежутках  $E_a = \Delta U/a$ . Обычно резистор имеет защитное диэлектрическое покрытие, поэтому пробой происходит через толщу покрытия и воздушный промежуток. Резисторы со спиральной нарезкой имеют  $U_{\text{пп}}$  меньше, чем резисторы такой же длины без нарезки. С уменьшением давления воздуха  $U_{\text{пп}}$  снижается (см. рис. 6.31).

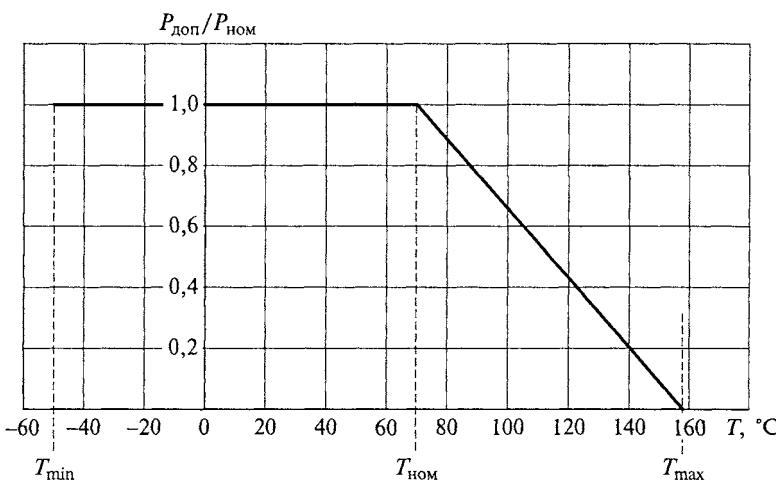


Рис. 11.5. График нагрузки металлопленочного резистора

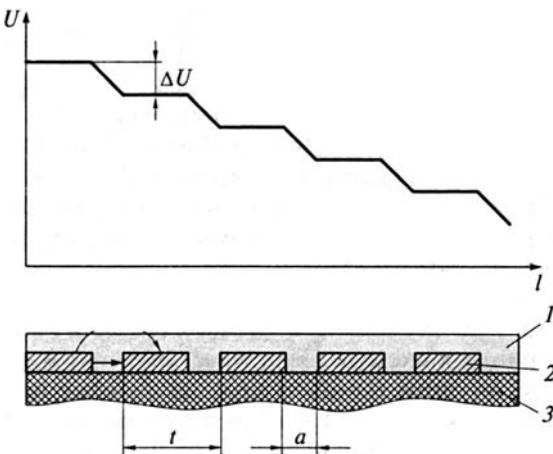


Рис. 11.6. Распределение потенциала по поверхности резистора со спиральной нарезкой:

1 — изолирующее защитное покрытие; 2 — спиральный резистивный элемент; 3 — диэлектрическое основание:

Максимальное напряжение, которое может быть подано на резистор, не должно превышать напряжения, рассчитанного исходя из номинальной мощности рассеяния и номинального сопротивления (с учетом допуска):

$$U_{\max} = \sqrt{P_{\text{ном}}(R_{\text{ном}} - \Delta R_{\text{ном}})}, \quad (11.2)$$

или предельного напряжения  $U_{\text{пр}}$  (в зависимости от того, какое из этих значений меньше). При  $T_0 > T_{\text{ном}}$  вместо  $P_{\text{ном}}$  в выражение (11.2) следует подставить  $P_{\text{доп}}$ , определяемое из графика нагрузки.

*Собственные шумы* резисторов складываются из *тепловых* и *токовых* шумов. Возникновение тепловых шумов связано с флюктуацией объемной концентрации электронов в микрообъемах резистивного элемента, что обусловлено тепловым движением электронов. Флюктуации приводят к появлению переменной ЭДС на выводах резистора. Спектр частот тепловых шумов непрерывный, поэтому ЭДС тепловых шумов  $e_{\text{т}}$  измеряют в полосе частот от  $f_1$  до  $f_2$  (часто выбирают  $f_1 = 50$  Гц,  $f_2 = 5$  кГц) и вычисляют по формуле

$$e_{\text{т}} = \sqrt{4kTR_{\text{ном}}(f_2 - f_1)},$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Помимо тепловых шумов, не зависящих от протекающего по резистору тока, при подаче на резистор постоянного напряжения  $U_0$  на выводах возникает переменная ЭДС токовых шумов  $e_i$ . Токовые шумы обусловлены флюктуациями сопротивлений между контактными узлами и резистивным элементом, а также контактны-

ми сопротивлениями между неоднородностями материала резистивного элемента (наличие отдельных проводящих частиц и зазоров между ними). Эти флуктуации являются следствием изменения площади контактирования отдельных токопроводящих цепей, перераспределения напряжения на зазорах между частицами, образования новых проводящих цепей под действием высокой напряженности электрического поля (см. подразд. 14.1). Шумовые свойства резисторов принято характеризовать *уровнем собственных шумов*, который находят как  $D = (e_i + e_r) / U_0$  и выражают в микровольтах на вольт приложенного напряжения. Высокий уровень собственных шумов резисторов ограничивает чувствительность электронных схем и создает помехи при воспроизведении сигнала. Наименьшим  $D$  обладают углеродистые и металлооксидные резисторы, наибольшим — композиционные. Некоторые типы металлопленочных и металлодиэлектрических резисторов выпускаются в двух вариантах: с малым уровнем шумов ( $D < 1$  мкВ/В) и в обычном исполнении ( $D < 5$  мкВ/В).

У некоторых типов резисторов, особенно высоковольтных и высокомегаомных (их изготавливают на основе композиционных пленок), при больших напряжениях нарушается линейность вольт-амперной характеристики (ВАХ), т.е. сопротивление зависит от напряжения (рис. 11.7).

Для оценки степени *нелинейности* используют *коэффициент напряжения*  $K_{\text{напр}}$ . Он определяется, %, относительным изменением сопротивления,

$$(R_2 - R_1) / R_1,$$

где  $R_1$  — сопротивление резистора при напряжении  $0,1 U_{\text{max}}$ ;  $R_2$  — сопротивление резистора при напряжении  $U_{\text{max}}$ , определенном из выражения (11.2).

Обычно  $K_{\text{напр}} < 0$ , что объясняется эффектами сильного поля в гетерогенных структурах, которыми являются композиционные пленки. Резисторы с высокой нелинейностью нельзя применять в

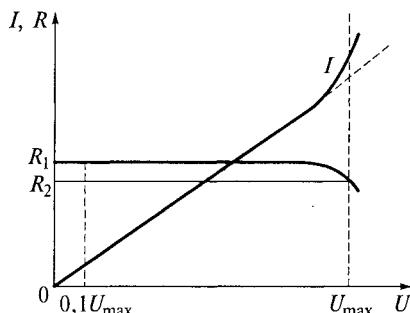


Рис. 11.7. Определение коэффициента напряжения резистора

усилительных схемах, так как при этом происходит искажение передаваемого сигнала.

### 11.3. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОСТОЯННЫХ РЕЗИСТОРОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Резистор как элемент электронной техники, в котором происходит выделение мощности, должен прежде всего обладать высокой удельной мощностью и термостойкостью — от этого зависят его габаритные размеры. Резистор также должен иметь хорошую температурную стабильность (малый ТКС), малый уровень собственных шумов, высокую линейность ВАХ, хорошую влагостойкость, широкий температурный интервал эксплуатации и низкую стоимость. С технологической точки зрения желательно иметь конструкцию, обеспечивающую возможность получать резисторы с большим диапазоном номинальных сопротивлений.

Основные эксплуатационные свойства и параметры резисторов зависят от материала резистивного элемента (табл. 11.1). В общем объеме производства постоянных резисторов более 80 % приходится на долю металлодиэлектрических и металлопленочных элементов. Это обусловлено их высокими термостойкостью, стабильностью и надежностью, большой допустимой удельной нагрузкой (как следствие этого — малыми габаритными размерами), небольшими уровнем собственных шумов и коэффициентом напряжения, хорошими частотными свойствами. Используя спиральную нарезку и варьируя материал и толщину резистивной пленки, получают резисторы в широком диапазоне номинальных сопротивлений.

При изготовлении металлопленочных резисторов используются хром, tantal, рений, никромы различных составов. Для получения металлических пленок обычно применяются термическое испарение и конденсация металлов или сплавов в вакууме. В таких пленках наблюдаются размерные эффекты, рассмотренные в подразд. 2.7.

В целях стабилизации свойств проводящей пленки и улучшения ее адгезии к подложке проводят термическую обработку металлизированных оснований, при которой пленка приобретает более однородную структуру, благодаря чему уменьшается удельное сопротивление пленки и изменяется температурный коэффициент удельного сопротивления.

В резисторах целесообразно применять резистивные пленки с большим сопротивлением квадрата. При использовании металлов высокое  $R_{\square}$  удается получить только при *островковой* структуре пленок (рис. 11.8, а). Сопротивление резистивного элемента в этом случае определяется преимущественно поверхностным сопротив-

Таблица 11.1

## Сравнительные характеристики некоторых типов постоянных резисторов

Тип резистивного элемента	$R_{\text{ном}}$ , Ом	$P_{\text{ном}}$ , Вт	$\alpha_R \cdot 10^4$ , $\text{K}^{-1}$	$T_{\text{max}}$ , $^{\circ}\text{C}$	Основные особенности
Металло-пленочный	$10 \dots 10^4$	$0,05 \dots 2$	$\pm(2 \dots 5)$	155	Малые габаритные размеры, высокая стабильность
Металло-диэлектрический	$10^3 \dots 10^7$	$0,05 \dots 2$	$\pm(5 \dots 10)$	250	Малые габаритные размеры, высокие стабильность и термостойкость
Металло-оксидный	$0,1 \dots 100$	$0,125 \dots 2$	$-(10 \dots 20)$	155	Малые шумы, малые габаритные размеры
Углеродистый	$10 \dots 10^6$	$0,25 \dots 10$	$-(2 \dots 20)$	125	Малые шумы, низкая стоимость, большие габаритные размеры
Композиционный пленочный	$1 \dots 10^{13}$	$0,05 \dots 10$	до $\pm 100$	155	Малые габаритные размеры, большие шумы, плохая стабильность
Композиционный объемный	$1 \dots 10^7$	$0,5 \dots 100$	до $\pm 100$	300	Большие шумы, токовая стойкость и термостойкость
Проволочный	$10^{-2} \dots 10^6$	$0,05 \dots 50$	$\pm(1 \dots 10)$	250	Высокая точность, большие габаритные размеры и стоимость, малые шумы
Металло-фольговый	$1 \dots 10^4$	$0,05 \dots 1$	$0,01 \dots 1$	85	Высокая точность, высокая стабильность, малые шумы

лением непокрытой металлом части диэлектрического основания (поверхность основания имеет выступы и впадины, размеры которых соизмеримы с толщиной пленки; металл вначале конденсируется во впадинах рельефа поверхности). Такой резистор имеет отрицательный ТКС, причем по абсолютной величине тем больший, чем выше  $R_{\square}$  пленки (см. рис. 2.9). Малая толщина пленки, даже при использовании тугоплавких металлов, не позволяет получить высокую удельную нагрузку. Это ограничивает максимальные  $R_{\text{ном}}$  для металлопленочных резисторов значениями  $10 \dots 50$  кОм.

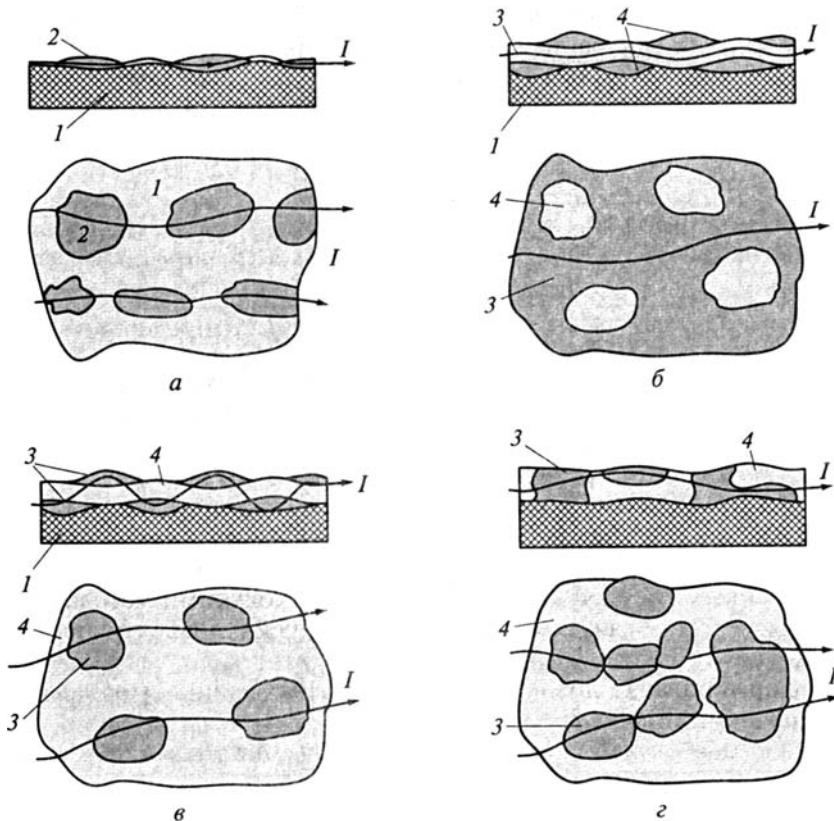


Рис. 11.8. Типы структур резистивных пленок:

а — островковая структура; б — проводящая матрица; в — диэлектрическая матрица; г — композиция с  $\alpha_R \approx 0$ ; 1 — изоляционное основание; 2 — островки металла; 3 — металлическая (проводящая) фаза; 4 — диэлектрическая фаза

Лучшими эксплуатационными свойствами обладают металло-диэлектрические резисторы. Структура металло-диэлектрической пленки представляет собой микрокомпозицию из частиц веществ, проводящих электрический ток (например, металлов), и частиц диэлектрика. Электрические свойства пленки зависят от соотношения содержания проводника и диэлектрика. При больших концентрациях проводящей фазы микрокомпозиция представляет собой *металлическую матрицу*, в которой в проводнике диспергирована диэлектрическая фаза (рис. 11.8, б). В этом случае проводимость пленки определяется проводимостью металла, а резистор имеет положительный ТКС. Удельное сопротивление такой пленки в соответствии с правилом Маттиссена может быть на 2—3 порядка больше величины для массивного проводника.

Второму, противоположному, случаю соответствует структура с высокой концентрацией диэлектрика. Такая пленка может быть представлена в виде *диэлектрической матрицы*, в которой диспергированы частицы проводящих веществ (рис. 11.8, *в*). Удельное сопротивление такой системы на несколько порядков больше сопротивления рассмотренной ранее структуры (рис. 11.9, *а*), а ТКС имеет отрицательный знак (рис. 11.9, *б*).

Меняя объемы металлической  $V_m$  и диэлектрической  $V_d$  фаз (см. рис. 11.9, *б*), можно в широких пределах изменять  $R_{\square}$  и ТКС как по знаку, так и по величине. При  $V_d/V_m = 0,3 \dots 0,5$  можно получить  $\alpha_R \approx 0$ . Так как удельное объемное сопротивление диэлектрика пленки выбирается меньше, чем  $\rho_V$  материала изоляционного основания резистора, то ток будет протекать по металлокондукторской пленке, которая, имея значительную толщину, обладает высокой термостойкостью. Вследствие этого металлокондукторские резисторы имеют высокую удельную нагрузку, малые габаритные размеры и хорошую температурную стабильность (сравните рис. 11.8, *а* и рис. 11.8, *в*).

Пленочные металлокондукторские композиции получают с использованием вакуумной технологии несколькими методами:

- совместное осаждение частиц проводящей и диэлектрической фаз;
- формирование диэлектрической фазы частичным окислением проводящей пленки;
- формирование проводящей фазы частичным восстановлением диэлектрической пленки;
- внедрение в пленку, состоящую из одной фазы, частиц другой фазы.

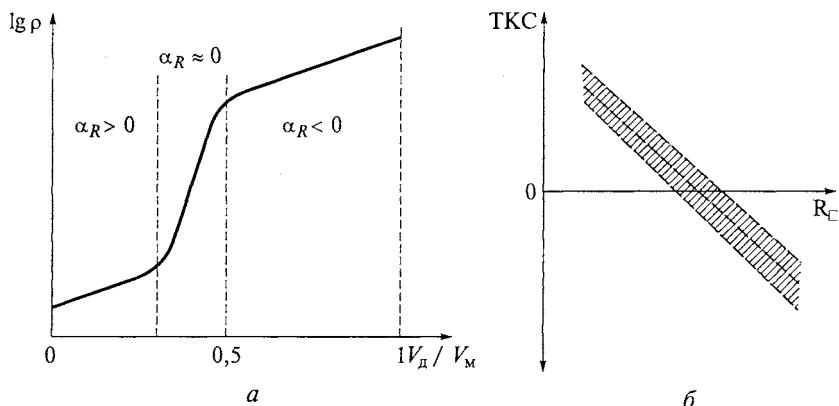


Рис. 11.9. Свойства металлокондукторских пленок:

*а* — зависимость удельного сопротивления от соотношения объемов диэлектрической и металлической фаз; *б* — связь между сопротивлением квадрата и ТКС

Из большого числа комбинаций металл — диэлектрик наиболее успешные результаты достигнуты в системе хром — монооксид кремния. Пленки такого состава получают первым из перечисленных методов с последующей термообработкой. В пленках с небольшим количеством  $\text{SiO}$  (10...25 %) хром равномерно распределен в монооксиде кремния, а после термообработки появляются частицы хрома, объединенные в цепочки, что сопровождается увеличением проводимости (при этом  $\alpha_R > 0$ ). Пленки с высоким содержанием  $\text{SiO}$  состоят из зерен хрома, распределенных в матрице из монооксида кремния. Физическое разделение частиц обусловливает высокое значение  $R_{\square}$ , при этом  $\alpha_R < 0$ . При термообработке часть  $\text{SiO}$  разлагается, образуя свободный кремний, реагирующий на поверхности каждого зерна с образованием слоя  $\text{Cr}_3\text{Si}$ . Значение  $R_{\square}$  при этом несколько уменьшается. Наилучшими свойствами обладают термообработанные пленки, содержащие до 50 %  $\text{SiO}$  (при достаточно высоком  $R_{\square}$  они имеют  $\alpha_R \approx 0$ ). Из других комбинаций материалов применяют системы германий — хром, никром — диоксид кремния, золото — монооксид кремния и др.

Получение металлооксидных пленок, которые близки к металлическим по свойствам, уступая им по температурной стабильности, но превосходя по уровню собственных шумов, не требует сложного вакуумного оборудования. В металлооксидных резисторах используют стеклянные пленки, получаемые при пиролизе хлористого олова. В результате пиролиза на поверхности горячего изоляционного основания образуется пленка  $\text{SnO}_2$  —  $\text{SnO}$  —  $\text{Sn}$  (более чем на 99,9 % эта пленка состоит из  $\text{SnO}_2$ ). Сопротивление таких пленок зависит от температуры пиролиза, а также может регулироваться путем введения легирующих добавок сурьмы, индия и цинка. Недостатком металлооксидных резисторов является трудность получения высокоомных номиналов.

С использованием пиролиза изготавливают также резистивные элементы углеродистых резисторов. Доступность исходного сырья (углеводороды метанового ряда) и простота технологии приводят к низкой стоимости углеродистых резисторов, которые, кроме того, обладают исключительно малым уровнем собственных шумов и хорошей стабильностью. Однако малая толщина пленки пироуглерода не позволяет получить большую удельную мощность, поэтому размеры углеродистых резисторов в 3—4 раза превосходят размеры других типов резисторов.

Композиционные резистивные пленки представляют собой гетерогенную систему. Их изготовление основано на смешивании проводящего компонента, например графита или сажи, с органическими или неорганическими связующими (стеклоэмаль, термоактивные фенольные или эфирные смолы), наполнителями, пластификатором и отвердителем. Чаще всего исходная смесь для получения пленок представляет собой жидкую композицию, которая

наносится на поверхность изоляционного основания, а затем высушивается. Изменяя состав композиции и условия обработки, можно получить исключительно широкий диапазон сопротивлений пленки. Большая толщина пленок обеспечивает высокую удельную нагрузку. При изготовлении композиционных резисторов не требуется сложного оборудования и дорогих материалов. К недостаткам этого типа резисторов относятся плохие частотные свойства, большой коэффициент напряжения и значительный уровень собственных шумов, что является следствием гранулярной структуры композиционных материалов. В постоянных резисторах композиционные пленки используются сравнительно редко, однако они очень широко применяются в переменных резисторах.

Проволочные резисторы имеют хорошую температурную стабильность, малые шумы и допуск  $R_{\text{ном}}$ , но отличаются большими габаритными размерами и высокой стоимостью. Такие резисторы обладают значительными индуктивностью и емкостью и не могут применяться на высоких частотах.

#### 11.4. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕМЕННЫХ РЕЗИСТОРОВ

Для переменных резисторов используются некоторые параметры, характеризующие постоянные резисторы. К ним относятся номинальная мощность рассеяния, график нагрузки, предельное напряжение и температурный коэффициент сопротивления.

Максимальное сопротивление переменного резистора (сопротивление резистивного элемента) называют номинальным сопротивлением, которое обычно выбирают из ряда Е6 (табл. П4.1). Для резисторов с угловым перемещением подвижного контакта и пленочным резистивным элементом

$$R_{\text{ном}} = R_{\text{max}} = R_{\square} \frac{(\pi \phi_{\text{max}})(r_2 + r_1)}{360(r_2 - r_1)},$$

где  $R_{\square}$  — сопротивление квадрата резистивной пленки;  $\phi_{\text{max}}$  — угол,  $^{\circ}$ , между контактами резистивного элемента;  $r_1$  и  $r_2$  — внутренний и наружный радиусы резистивного элемента (см. рис. 11.3, а).

Сопротивление переменного резистора с линейным перемещением подвижного контакта и прямоугольным резистивным элементом (см. рис. 11.3, б)  $R_{\text{ном}} = R_{\text{max}} = R_{\square}l/a$ .

Основной функциональной характеристикой переменного резистора является *закон регулирования*, под которым понимают зависимость относительного изменения сопротивления  $R_{\phi}/R_{\text{max}}$  от относительного перемещения подвижного контакта  $\phi/\phi_{\text{max}}$ , где  $\phi_{\text{max}}$  — максимальное перемещение (угловое или линейное) под-

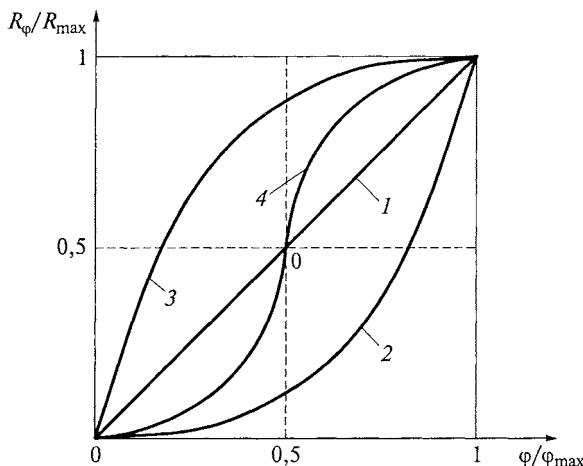


Рис. 11.10. Виды законов регулирования сопротивления переменных резисторов:

1 — линейный; 2 — логарифмический; 3 — обратнологарифмический;  
4 — S-образный

вижного контакта;  $R_{\max}$  — сопротивление резистивного элемента при  $\varphi = \varphi_{\max}$ .

По характеру закона регулирования переменные резисторы подразделяются на линейные и нелинейные. В нелинейных резисторах наиболее часто задают логарифмический, обратнологарифмический или S-образный законы регулирования (рис. 11.10).

Конструктивно не удается получить в переменном резисторе нулевое сопротивление при  $\varphi = 0$ . Оно всегда равно некоторому начальному сопротивлению  $R_0$ . Важным параметром переменного резистора является сопротивление начального скачка  $R_{h.c}$  — это значение сопротивления, начиная с которого имеет место плавное изменение сопротивления при перемещении подвижного контакта по резистивному элементу. Начальный участок закона регулирования у реального резистора имеет вид, приведенный на рис. 11.11. Сопротивление резистора равно  $R_0$  при перемещении подвижного контакта по неподвижному контакту, а резкое увеличение сопротивления связано с переходом подвижного контакта на резистивный элемент. Любой закон регулирования выполняется с определенной точностью.

Линейный закон регулирования может быть записан в виде

$$R_{\varphi} = R_{\min} + R_{\max}(\varphi/\varphi_{\max}),$$

где  $R_{\min} = R_0 + R_{h.c}$ .

Резисторы с логарифмическим законом регулирования характеризуются постоянным относительным изменением сопротивления при изменении  $\varphi$  во всем диапазоне регулирования:

$$\frac{dR}{R_\varphi} = k d\varphi,$$

где  $k$  — постоянная величина.

Для них характерно плавное изменение сопротивления на начальном участке регулирования (кривая 2 на рис. 11.10). При изменении  $\varphi$  от 0 до  $\varphi_{\max}$  сопротивление изменяется от  $R_{\min}$  до  $R_{\max} = R_{\text{ном}}$ , при любом  $\varphi$ :

$$\ln(R_\varphi / R_{\min}) = k\varphi; R_\varphi = R_{\min} \exp(k\varphi). \quad (11.3)$$

Кривая 3 (см. рис. 11.10) представляет собой кривую 2, повернутую на  $180^\circ$  в плоскости рисунка вокруг точки 0. Таким образом, резистор с кривой 2, включенный как потенциометр, превращается в резистор с кривой 3, если изменить направление перемещения подвижного контакта и снимать напряжение с другого конца резистивного элемента.

Тогда

$$R_\varphi = R_{\max} [1 - \exp(-k\varphi)]; \ln \frac{R_{\max}}{R_{\max} - R_\varphi} = k\varphi.$$

Такие резисторы имеют резкое изменение сопротивления на начальном участке регулирования. Резисторы с *S*-образным законом регулирования отличаются малым изменением сопротивления в начале и в конце диапазона регулирования.

Резисторы с нелинейными законами применяются в радиоэлектронной аппаратуре для регулировки громкости, яркости и тембра. Известно, что чувствительность органов чувств человека подчиняется логарифмическому закону. Если громкость пропорциональна логарифму напряжения, а сопротивление резистора (ему пропорционально напряжение) подчиняется выражению (11.3), то уровень громкости,  $\text{dB}$ , оказывается прямо пропорциональным перемещению подвижного контакта.

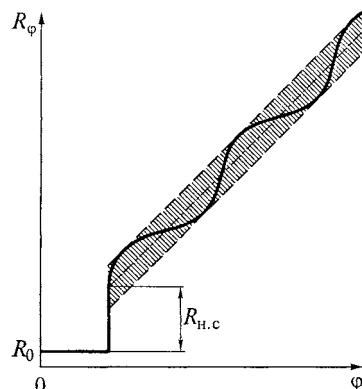


Рис. 11.11. Начальный участок закона регулирования переменного резистора

В переменных резисторах поверхностного типа нелинейные законы регулирования сопротивления реализуются двумя основными способами. Рассмотрим их на примере резисторов с линейным перемещением подвижного контакта.

1. Кусочно-линейная аппроксимация нелинейного закона (рис. 11.12, *а*). В этом случае резистивный элемент (рис. 11.12, *б*) изготавливают состоящим из нескольких участков с различным сопротивлением квадрата (технологически это удобно делать, применяя композиционные пленки). При перемещении

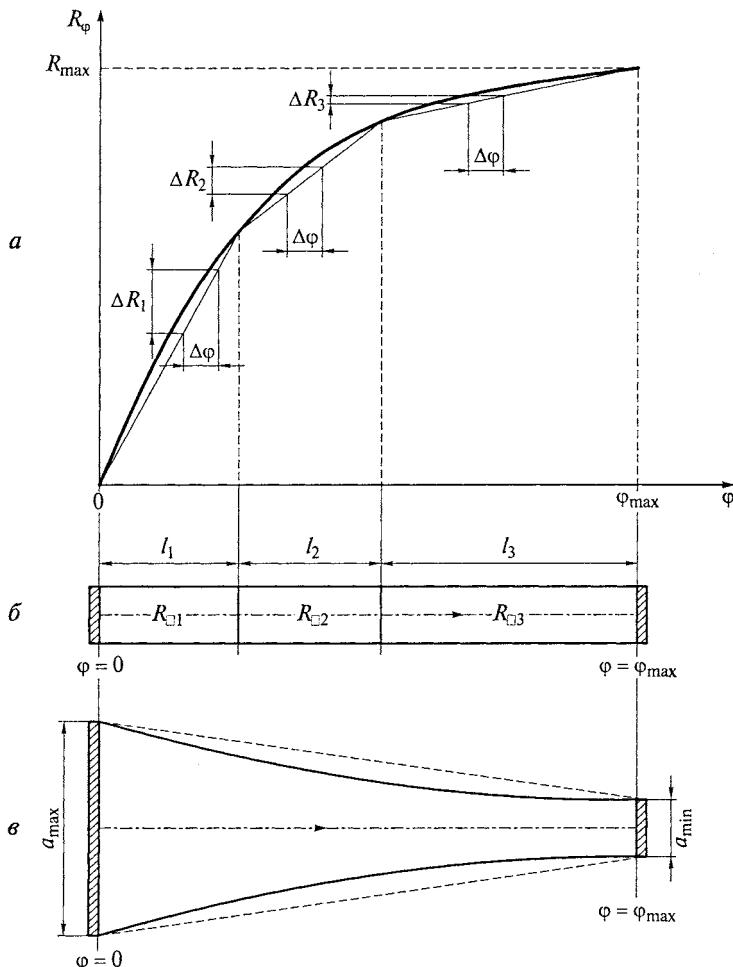


Рис. 11.12. Реализация нелинейных законов регулирования сопротивления: *а* — кусочно-линейная аппроксимация нелинейного закона; *б* — комбинированный пленочный резистивный элемент ( $R_{\square 1} > R_{\square 2} > R_{\square 3}$ ); *в* — резистивный элемент с переменным сечением

подвижного контакта по длине участка  $l_1$ , имеющего  $R_{\square 1}$ , получаем линейное изменение сопротивления. Когда подвижный контакт переходит на участок  $l_2$ , имеющий  $R_{\square 2} \neq R_{\square 1}$ , изменяется угол наклона зависимости  $R(\varphi)$ . Если задать на каждом из трех участков одинаковое приращение  $\Delta\varphi$ , то для получения обратно-логарифмического закона требуется иметь  $\Delta R_1 > \Delta R_2 > \Delta R_3$ , а приращения  $\Delta R$  пропорциональны сопротивлению квадрата  $R_{\square}$  соответствующего участка пленки.

2. Применение резистивного элемента с переменным сечением по траектории перемещения подвижного контакта (рис. 11.12, *в*). При изменении  $\varphi$  от нуля до  $\varphi_{\max}$  уменьшается ширина резистивного элемента  $a$ , сопротивление единицы его длины возрастает, поэтому может быть получен закон регулирования, близкий к логарифмическому.

При движении подвижного контакта по резистивному элементу в регулируемой цепи переменного резистора возникают *шумы скольжения* (переменные напряжения помех). Уровень шумов зависит от однородности свойств резистивного элемента, а также от силы прижима и скорости перемещения подвижного контакта. Наименьшим уровнем шумов обладают металлооксидные переменные резисторы.

К числу специфических параметров переменных резисторов относится *разрешающая способность*. Она характеризуется минимально достижимым изменением сопротивления при перемещении подвижного контакта. Наилучшей разрешающей способностью обладают *многооборотные* резисторы (проводочные или на основе композиционных пленок). В таких резисторах подвижный контакт, имеющий отверстие с резьбой, надет на стержень с резьбой (червяк), который расположен параллельно резистивному элементу. При вращении червяка подвижный контакт линейно перемещается вдоль резистивного элемента (в проводочном резисторе — по свободным от изоляции участкам обмотки). Полный цикл регулирования сопротивления достигается за несколько десятков оборотов червяка, а разрешающая способность определяется числом витков обмотки.

Важным параметром переменного резистора является *износостойкость*  $S$ . Под ней понимают максимально допустимое число циклов регулирования, после проведения которых резистор сохраняет свои параметры в пределах норм. Именно по этому параметру отличаются подстроечные ( $S = 10 \dots 100$ ) и регулировочные ( $S$  до  $10^6$ ) переменные резисторы.

## 11.5. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ РЕЗИСТОРЫ

*Нелинейными полупроводниковыми резисторами* (НПР) называются элементы электронной техники, основное свойство кото-

рых, в отличие от линейных резисторов, заключается в способности значительно изменять свое сопротивление под действием внешних управляющих факторов: температуры, напряжения, электромагнитного излучения, магнитного поля и др. Они имеют нелинейную ВАХ. Ее нелинейность зависит от типа и интенсивности внешнего воздействия. В зависимости от действующего фактора НПР эти резисторы подразделяются: на *терморезисторы* — для них характерна сильная зависимость сопротивления от температуры; *варисторы* — их сопротивление изменяется при изменении приложенного напряжения; *фоторезисторы*, у которых сопротивление зависит от внешнего электромагнитного излучения; *магниторезисторы*, которые реагируют на внешнее магнитное поле. Именно эти НПР, как наиболее часто используемые в аппаратуре, будут рассмотрены в данном подразделе. Следует отметить, что виды НПР не ограничиваются перечисленными ранее. Известны *болометры* — их сопротивление зависит от внешнего ИК-воздействия; *тензорезисторы* — для них наблюдается зависимость сопротивления от механического давления; *газорезисторы* — их сопротивление меняется при изменении состава внешней среды и другие НПР, которые принято относить к элементам функциональной электроники. Во всех типах НПР резистивный элемент изготавливают из полупроводниковых материалов.

**Терморезисторы.** Терморезистор — это резистор, в котором используется зависимость электрического сопротивления от температуры. Все полупроводниковые терморезисторы можно подразделить на *термисторы* — полупроводниковые терморезисторы с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления, и *позисторы* — полупроводниковые терморезисторы с положительным температурным коэффициентом сопротивления.

**Термисторы.** Принцип действия термисторов может быть связан с различными физическими процессами, что зависит от использованного исходного материала. Основное количество термисторов, выпускаемых промышленностью, изготовлено из оксидных полупроводников, а именно — из оксидов металлов переходной группы Периодической системы элементов Д. И. Менделеева (от титана до цинка). Электропроводность оксидных полупроводников с преобладающей ионной связью отличается от электропроводности классических ковалентных полупроводников. Для металлов переходной группы характерны незаполненные электронные оболочки и переменная валентность. В результате электропроводность таких оксидов связана с обменом электронами между соседними ионами («прыжковый» механизм). Энергия, необходимая для стимулирования такого обмена, экспоненциально уменьшается с увеличением температуры. Таким образом, температурная зависимость сопротивления термистора из оксидного полупроводника может быть аппроксимирована

уравнением, характерным для классических ковалентных полупроводников:

$$R = R_\infty \exp(B/T),$$

где  $R_\infty$  — коэффициент, зависящий от исходного материала и конструкции термистора;  $B$  — коэффициент температурной чувствительности (один из основных параметров терморезистора);  $T$  — абсолютная температура термистора. Аналогично температурная зависимость проводимости термистора может быть аппроксимирована уравнением

$$\sigma = \sigma_\infty \exp(-B/T), \quad (11.4)$$

где  $\sigma_\infty$  — коэффициент, характерный для данного термистора.

Уравнение (11.4) после логарифмирования имеет вид

$$\ln \sigma = \ln \sigma_\infty - (B/T).$$

Коэффициент температурной чувствительности  $B$  (его значение лежит в пределах 1 000...15 000 К) для оксидных полупроводников отражает интенсивность обмена электронами между соседними ионами, а для ковалентных полупроводников — интенсивность ионизации атомов с увеличением температуры.

Температурный коэффициент сопротивления термистора находится из выражения  $\alpha_R = (1/R)(dR/dT) = -B/T^2$ .

Эксплуатационные свойства термисторов определяются видом их ВАХ, измеренных при разных температурах окружающей среды  $T_0$  (рис. 11.13, *а*). Они представляют собой зависимости падения напряжения на термисторе от протекающего по нему тока. На начальном участке ВАХ соблюдается линейная зависимость, так

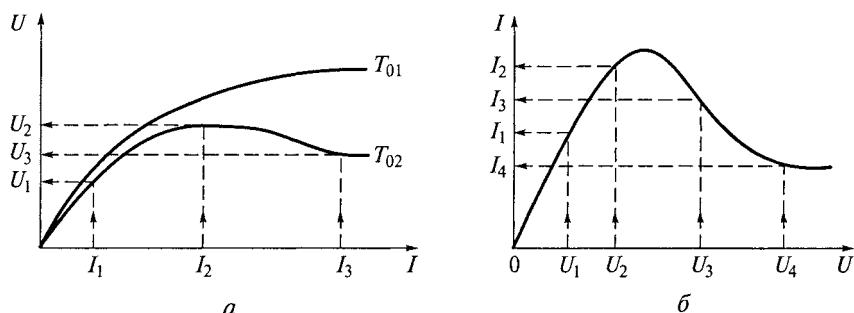


Рис. 11.13. Вольт-амперные характеристики термистора (*а*) при разных температурах окружающей среды ( $T_{02} > T_{01}$ ) и вольт-амперная характеристика позистора (*б*)

как при малых токах выделяющаяся в термисторе мощность недостаточна для изменения его температуры, сопротивление практически не изменяется, поэтому соблюдается закон Ома. При увеличении тока нагрев становится заметным, сопротивление термистора начинает уменьшаться, и крутизна характеристики снижается. Достигнув некоторого максимального значения, падение напряжения на термисторе при дальнейшем росте тока начинает уменьшаться (область отрицательного дифференциального сопротивления).

Из ВАХ можно найти *коэффициент рассеяния* термистора  $H$ . Он численно равен мощности, которую надо выделить в термисторе, чтобы нагреть его на 1 К:

$$U^2/R = I^2R = H(T - T_0),$$

где  $T$  — температура, до которой нагрет термистор. Значения  $H$  лежат в пределах 0,01 ... 30 мВт/К.

К другим параметрам термистора относятся:

- *постоянная времени*  $\tau$ , которая характеризует тепловую инерционность терморезистора. Она равна времени, в течение которого температура терморезистора изменяется в  $e$  раз (на 63 %) при перенесении его из воздушной среды с температурой 0 °C в воздушную среду с температурой 100 °C. Значения  $\tau$  зависят от габаритных размеров и конструкции терморезистора и лежат в пределах от десятых долей секунды до нескольких минут;

- *минимальная мощность рассеяния*  $P_{\min}$  — мощность, при которой у термистора, находящегося при температуре 20 °C, сопротивление изменяется на 1 %;

- *коэффициент энергетической чувствительности*  $G$  численно равен мощности, которую необходимо рассеять в термисторе для уменьшения его сопротивления на 1 %, он составляет 0,02 ... 10 мВт.

Коэффициент энергетической чувствительности  $G$  и  $P_{\min}$  численно совпадают. Величины  $G$  и  $H$  связаны с ТКС соотношением  $G = H/(100\alpha_R)$ .

Вид ВАХ и параметры термистора могут быть изменены, если в одном корпусе с резистивным термочувствительным элементом расположить нагреватель, который позволяет менять температуру элемента путем регулирования тока в нагревателе. Такое устройство называют термистором *косвенного подогрева* в отличие от рассмотренных ранее термисторов *прямого подогрева*, разогреваемых протекающими по ним токами.

**Позисторы.** Положительный ТКС, характерный для позисторов, может быть получен в классических ковалентных примесных полупроводниках в диапазоне температур, соответствующих источению примесей (см. рис. 4.13), но температурная чувствительность в этом случае будет невелика. Поэтому позисторы обычно изготавливают из зерен керамического титаната бария  $\text{BaTiO}_3$ ,

который при температурах ниже точки Кюри (для  $T_K = 120^\circ\text{C}$ ) является сегнетоэлектриком.

Если в состав титаносодержащей керамики ввести примесь, имеющую большую валентность, чем Ti, то материал приобретает полупроводниковые свойства (см. подразд. 8.2). «Лишний» электрон примеси (например, ниобия или тантала) может быть захвачен титаном, который является элементом переменной валентности. Энергия связи захваченных электронов с атомом титана мала, и они легко перемещаются под действием электрического поля. Аналогично если ввести в  $\text{BaTiO}_3$  примесь, замещающую барий, но имеющую большую валентность (например, лантан или другой редкоземельный элемент), то «лишний» электрон также захватывается титаном. В обоих случаях в  $\text{BaTiO}_3$  существуют ионы  $\text{Ti}^{3+}$  и  $\text{Ti}^{4+}$ , между которыми происходит обмен электронами, что и обуславливает высокую электропроводность материала.

Исследования показывают, что в монокристаллах полупроводникового титаната бария позисторный эффект не проявляется. Отсюда следует, что природа этого явления обусловлена межзеренными границами. Локализация заряда на поверхности приводит к формированию энергетических барьеров, разделяющих отдельные зерна, которые контактируют между собой. Вместе с барьерами образуются приповерхностные слои, обедненные свободными носителями заряда. Именно они и ответственны за сопротивление всей структуры. Иными словами, проводимость позистора существенно неоднородна: высокомоные поверхностные прослойки чередуются с относительно низкомоными объемными частями зерен, сопротивление которых сравнительно слабо изменяется с температурой.

Высота межзеренных потенциальных барьеров обратно пропорциональна диэлектрической проницаемости материала. Выше температуры Кюри сегнетоэлектрик находится в паразелектрическом состоянии, при этом его диэлектрическая проницаемость с ростом температуры уменьшается по закону Кюри—Вейсса (см. подразд. 8.2). Резкое изменение диэлектрической проницаемости приводит к резкому увеличению высоты межзеренных потенциальных барьеров и соответствующему увеличению эффективного сопротивления всей структуры.

Ниже температуры Кюри возникают спонтанная поляризация и связанная с ней доменная структура. Домены по своей электрической сущности являются диполями. Минимуму электростатической энергии соответствует ориентация доменов по принципу «голова к хвосту» (т. е. плюс к минусу). Такая ориентация компенсирует поверхностный заряд на границах зерен, соответственно уменьшается высота межзеренных потенциальных барьеров, что приводит к снижению эффективного сопротивления керамического материала.

Таким образом, сравнительно узкий рабочий интервал температур  $T_K - T_{\text{раб max}}$  позистора лежит выше точки Кюри  $T_K$ . Приблизить  $T_K$  к температуре окружающей среды можно, используя твердые растворы титанатов, цирконатов, станната бария и стронция. Выход на рабочий интервал температур можно также обеспечить в позисторах косвенного подогрева.

За пределами рабочего диапазона температур позистор имеет отрицательный ТКС и ведет себя как термистор. Зависимость  $R(T)$  позистора, построенная с учетом нагрева проходящим током, показана на рис. 11.14 пунктиром.

В позисторах прямого подогрева начальный участок ВАХ близок к линейному, но при разогреве до точки Кюри ток через позистор будет резко уменьшаться (см. рис. 11.13, б) — появляется участок отрицательного дифференциального сопротивления, когда ток падает с увеличением напряжения. Следует отметить, что экспериментальное получение ВАХ с участками отрицательного сопротивления для термисторов и для позисторов различно. Для исключения неопределенности показаний в термисторах следует изменять ток и замерять падение напряжения на элементе (см. рис. 11.13, а), а в позисторах, наоборот, необходимо изменять напряжение и замерять ток (см. рис. 11.13, б).

На практике терморезисторы используются для измерения и регулирования температур, в устройствах температурной компенсации и стабилизации.

**Варисторы.** Варисторами называются полупроводниковые резисторы с нелинейной ВАХ, основное свойство которых заключается в способности значительно изменять свое сопротивление при изменении подаваемого на него напряжения.

Резистивный элемент варистора, изготавляемый по керамической технологии, содержит зерна широкозонного полупроводникового карбида кремния (см. подразд. 5.4), соединенные диэлектрической связкой. Нелинейность ВАХ варисторов обусловлена

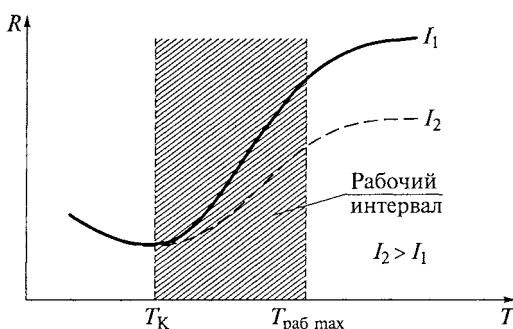
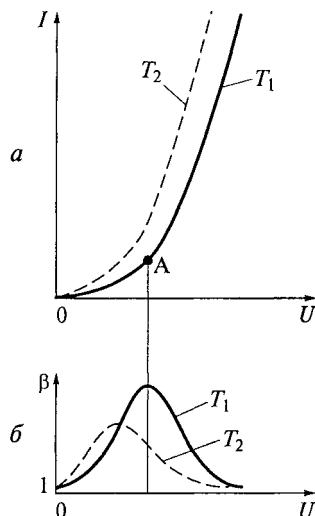


Рис. 11.14. Зависимость сопротивления позистора от температуры

Рис. 11.15. Статическая вольт-амперная характеристика варистора (а) и зависимость коэффициента нелинейности от напряжения (б) при разных температурах ( $T_2 > T_1$ )



лена явлениями на точечных контактах между зернами SiC. Уже при самых малых внешних напряжениях в контактах может происходить туннелирование электронов. Это приводит к уменьшению сопротивления варистора. При больших напряжениях проявляется микроразогрев в местах контактов, что приводит к возникновению дополнительных свободных носителей заряда, дальнейшему уменьшению сопротивления варистора. Все это отражается на виде ВАХ, которая приобретает явно нелинейный характер (рис. 11.15, а). Из-за малости областей контактирования зерен их разогрев практически не изменяет температуру резистивного элемента. Кроме того, обеспечивается малая инерционность процессов разогрева и охлаждения областей контактирования при увеличении и уменьшении напряжения. При неизменном значении напряжения, приложенного к варистору, изменение полярности напряжения не приводит к изменению значения протекающего тока. Поэтому на переменном синусоидальном напряжении ВАХ варистора симметрична (рис. 11.16). В отличие от терморезисторов, изменяющих сопротивление замедленно при изменении температуры, варисторы практически безынерционны: у них вслед за изменением напряжения сразу же уменьшается сопротивление.

На постоянном напряжении ВАХ варистора соответствует уравнению

$$I = BU^\beta,$$

где  $B$  — постоянный коэффициент, значение которого зависит от конструкции варистора;  $\beta$  — коэффициент нелинейности, под которым понимается отношение статического сопротивления ( $R = U/I$ ) к дифференциальному ( $r = dU/dI$ ).

Эти коэффициенты определяются на нелинейном участке ВАХ путем графических построений. Величина  $\beta$  зависит от напряжения (рис. 11.15, б). Максимум  $\beta$  задает рабочую точку А, которая соответствует оптимальному режиму использования варистора на переменном напряжении. С увеличением температуры сопротивление контактов между зернами уменьшается, ВАХ идет круче и коэффициент нелинейности уменьшается. При этом его максимум будет иметь место при меньших напряжениях.

При подаче на варистор переменного синусоидального напряжения форма кривой тока будет отличаться от синусоиды (рис. 11.16), что позволяет использовать варисторы в качестве преобразователей частоты. В этом случае наряду с основной гармоникой тока, совпадающей с частотой напряжения, можно получить высшие гармоники.

Температурные изменения свойств варисторов можно охарактеризовать температурным коэффициентом сопротивления (ТКС). Его измеряют при неизменном напряжении или при неизменном токе, пользуясь ВАХ, полученными при разных температурах (рис. 11.17).

При этом

$$\text{ТКС}|_{U = \text{const}} = (1/R)(R' - R)/(T_2 - T_1);$$

$$\text{ТКС}|_{I = \text{const}} = (1/R)(R'' - R)/(T_2 - T_1),$$

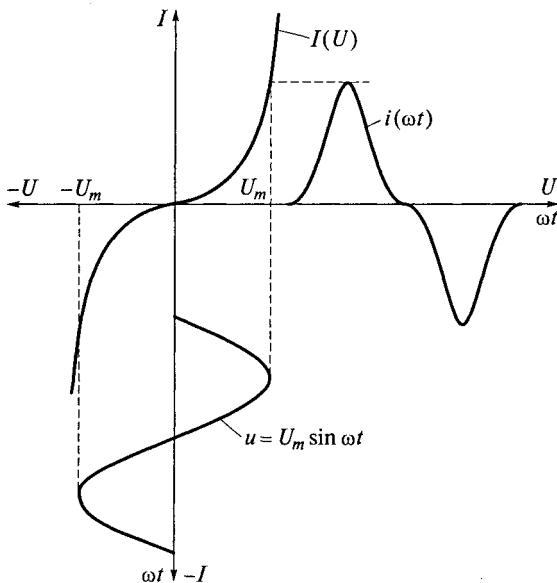


Рис. 11.16. Определение формы кривой тока через варистор при подаче на него синусоидального напряжения

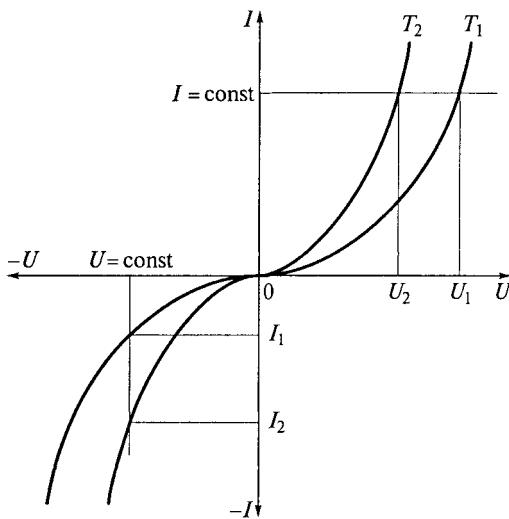


Рис. 11.17. Вольт-амперные характеристики варистора при разных температурах ( $T_2 > T_1$ )

где  $R$ ,  $R'$  и  $R''$  — статические сопротивления, соответствующие различным токам и напряжениям.

Можно показать, что  $\text{TKC}|_{U=\text{const}} = \beta \text{TKC}|_{I=\text{const}}$ . В настоящее время основной областью применения варисторов являются устройства стабилизации напряжения и защиты от перегрузок.

**Фоторезисторы.** Фоторезисторы — это полупроводниковые резисторы, сопротивление которых изменяется под действием внешнего электромагнитного излучения. Действие фоторезистора основано на *фоторезистивном эффекте*, описанном в подразд. 4.6.

Резистивный элемент фоторезистора чаще всего выполнен в виде поликристаллической полупроводниковой пленки, нанесенной на диэлектрическую подложку и расположенную между двумя электродами, один из которых может быть прозрачным. В отсутствие внешнего освещения удельная проводимость полупро-

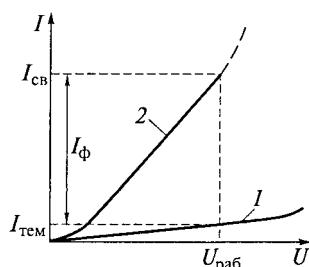


Рис. 11.18. Вольт-амперная характеристика фоторезистора в темноте (1) и при освещении (2)

водника зависит от равновесной концентрации свободных носителей заряда, а *темновое сопротивление* фоторезистора ( $R_{\text{тем}} = 10^4 \dots 10^7$  Ом) в основном определяется сопротивлением контактов между зернами полупроводника. Темновая ВАХ — зависимость *темнового тока*  $I_{\text{тем}}$  от напряжения (рис. 11.18) отличается от линейной на начальном участке (из-за эффектов сильного поля вблизи контактов зерен) и при больших напряжениях (из-за разогрева полупроводника током). Под действием внешней засветки в полупроводнике происходит либо собственное, либо примесное поглощение излучения с образованием неравновесных носителей заряда. Это приводит к появлению *фототока*  $I_{\Phi}$ , обусловленного фотопроводимостью, а *световой ток*  $I_{\text{св}} = I_{\Phi} + I_{\text{тем}}$ . При этом световая ВАХ также имеет нелинейные участки при малых и при больших напряжениях.

*Световая, или люкс-амперная, характеристика* фоторезистора (зависимость фототока от освещенности) имеет вид кривой с насыщением, аналогичный световой зависимости фотопроводимости, приведенной на рис. 4.22. Очевидно, что *световое сопротивление* фоторезистора  $R_{\text{св}}$ , обусловленное динамическим равновесием между процессами генерации и рекомбинации носителей заряда, с увеличением освещенности падает, но оно не может быть меньше величины, характерной для данного фоторезистора. Кратность изменения сопротивления в темноте и на свету (отношение  $R_{\text{тем}}/R_{\text{св}}$ ) может доходить до 500.

Для практического использования фоторезистора важно знать его спектральную характеристику, т.е. зависимость фототока от длины волны падающего излучения, которую обычно изображают в нормированном виде (рис. 11.19). Положение максимума на спектральной характеристике определяется шириной запрещенной зоны полупроводника  $\Delta\mathcal{E}$ , состоянием поверхности полупро-

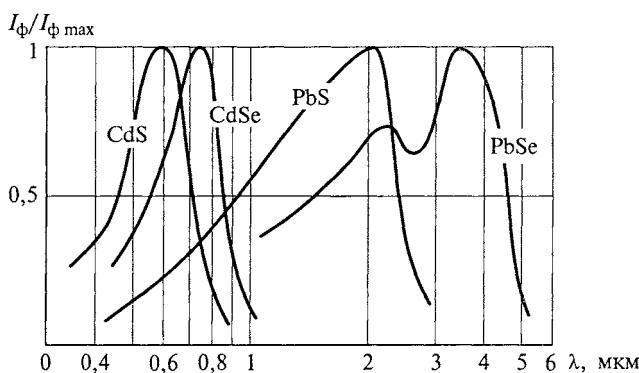


Рис. 11.19. Спектральные характеристики фоторезисторов на основе полупроводниковых соединений

водника, а также типом и концентрацией примесей. Значительный интерес представляют фоторезисторы, чувствительные в видимой части спектра ( $\lambda = 0,4 \dots 0,7$  мкм). Их чаще всего изготавливают на основе сульфида или селенида кадмия, относящимся к полупроводниковым соединениям типа  $A^{II}B^{VI}$  (см. подразд. 5.7). Наилучшими свойствами обладает  $CdS$ , для которого можно, вводя соответствующие примеси, получить максимум спектральной характеристики практически в любой части видимого спектра.

На практике широко применяются фоторезисторы, чувствительные в ИК-области спектра. Полупроводниковые материалы, используемые в таких фоторезисторах, должны иметь  $\Delta\mathcal{E} < 1,7$  эВ. Наиболее часто для этих целей используются пленки сульфида или селенида свинца, а также монокристаллические слои кремния или арсенида галлия.

Важной эксплуатационной характеристикой фоторезистора является *удельная интегральная чувствительность* — отношение фототока к падающему световому потоку и к приложенному напряжению. Ее значения лежат в пределах от 100 до 2 000  $mA/(лм \cdot В)$ . Недостатком фоторезисторов является их большая инерционность, которую характеризуют постоянной времени — временем, в течение которого фототок меняется в  $e$  раз при включении или выключении светового потока по отношению к установленвшемуся значению фототока (см. рис. 4.21).

Фоторезисторы входят в состав оптоэлектронных приборов и различных схем автоматики.

**Магниторезисторы.** Магниторезисторами называются полупроводниковые резисторы, сопротивление которых изменяется под воздействием внешнего магнитного поля. Изменение сопротивления обусловлено *магниторезистивным эффектом* (эффектом Гаусса), который относится к гальваномагнитным явлениям, возникающим в полупроводниках, находящихся в магнитном поле, при протекании по ним электрического тока (направления векторов напряженностей электрического и магнитного полей при этом не должны совпадать). В подразд. 4.7 было описано одно из таких явлений — эффект Холла, заключающийся в возникновении попечерной разности потенциалов на боковых гранях пластинки полупроводника с током, расположенной перпендикулярно вектору внешней магнитной индукции.

Магниторезистивный эффект можно объяснить на примере дырочного полупроводника, в котором основными носителями заряда являются дырки (их концентрация равна  $p$ ). К пластине такого полупроводника неограниченных размеров, находящейся в магнитном поле, приложено электрическое поле напряженностью  $E$  (вектор магнитной индукции  $B$  перпендикулярен вектору  $E$ ). При этом возникает сила Лоренца  $F_L$ , и траектория движения дырок отклоняется от направления вектора  $E$  (рис. 11.20). В резуль-

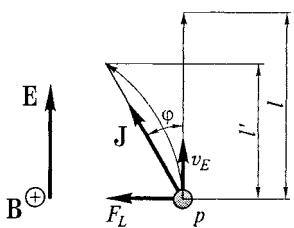


Рис. 11.20. Объяснение магниторезистивного эффекта в полупроводнике:

*p* — дырка

тате вектор плотности тока  $\mathbf{J}$  оказывается сдвинутым от направления внешнего электрического поля на угол  $\varphi$ . В отсутствие внешнего магнитного поля дырки за время свободного пробега  $\tau_0$  проходят путь  $l$ . Подвижность носителей заряда  $\mu$  может быть определена из выражения (4.13), скорость дрейфа  $v = l/\tau_0 = \mu E$ , а удельное сопротивление полупроводника  $\rho = 1/er\mu$ . Во внешнем магнитном поле дырки пройдут тот же путь, но по искривленной траектории, поэтому скорость дрейфа (движение в направлении  $E$ ) будет равна

$$v' = l'/\tau_0 = \mu' E,$$

где  $l' = l \cos \varphi$ .

В результате скорость дрейфа  $v'$  будет меньше, чем  $v$ , соответственно  $\mu' < \mu$ , а  $\rho' = 1/er\mu' > \rho$ , т.е. во внешнем магнитном поле сопротивление полупроводника увеличивается.

В полупроводнике ограниченных размеров магниторезистивный эффект компенсируется эффектом Холла. При установлении динамического равновесия сила Лоренца компенсируется силой напряженности ЭДС Холла, и искривлений траекторий носителей заряда, движущихся со средней скоростью  $v$  не происходит. В действительности же, скорости свободных носителей заряда в полупроводнике различны. Поэтому для носителей, скорость которых отличается от средней, выражение (4.21) не выполняется, траектории их движения под действием магнитного поля искривляются, что приводит к увеличению сопротивления полупроводника. Увеличение сопротивления тем больше, чем выше подвижность носителей заряда и магнитная индукция. Поэтому для изгото-

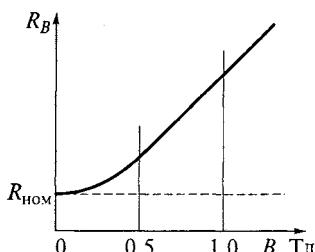


Рис. 11.21. Зависимость сопротивления магниторезистора от магнитной индукции

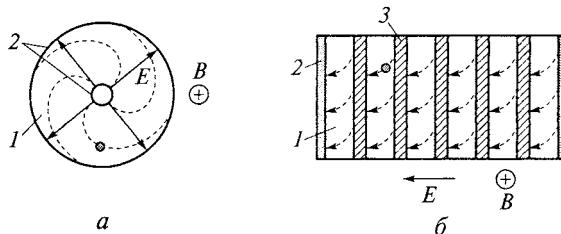


Рис. 11.22. Конструкция магниторезисторов:

а — дисковая; б — растровая; 1 — резистивный элемент; 2 — токоподводы; 3 — проводящий растр

ния магниторезисторов применяются полупроводники с возможно более высокой подвижностью носителей заряда, например антимонид или арсенид индия.

К основным параметрам магниторезисторов относятся: номинальное сопротивление в отсутствие магнитного поля  $R_{\text{ном}}$  и коэффициент магнитной чувствительности  $K_B = R_B / R_{\text{ном}}$ , где  $R_B$  — сопротивление магниторезистора при действии магнитного поля с определенным значением магнитной индукции.

Важнейшей характеристикой магниторезистора является зависимость  $R_B(B)$ , квадратичная в слабых магнитных полях и линейная при  $B > 0,5$  Тл (рис. 11.21). Рабочий режим магниторезистора выбирается на линейном участке характеристики при  $B = 0,5 \dots 1,0$  Тл.

Конструктивно магниторезистор состоит из подложки, магниточувствительного резистивного элемента и токоподводов. Подложка представляет собой прямоугольную или круглую пластину из высокочастотной керамики или феррита толщиной  $0,1 \dots 0,5$  мм. Резистивный элемент толщиной  $10 \dots 80$  мкм вырезают из монокристалла полупроводника. Форма резистивного элемента должна быть такой, чтобы уменьшить или полностью устраниТЬ эффект Холла. Наилучшей формой является диск Корбино (рис. 11.22, а). Вектор напряженности электрического поля в нем направлен по радиусу, траектория движения носителей заряда в магнитном поле показана пунктиром. При этом нет границ, на которых может происходить накопление заряда, и эффект Холла отсутствует. Для таких магниторезисторов  $K_B > 20$ , но они имеют малое  $R_{\text{ном}}$ . В целях увеличения  $R_{\text{ном}}$  применяют растровую конструкцию (рис. 11.22, б), в которой резистивный элемент имеет прямоугольную форму, а на него наносят металлическую пленку в виде близко расположенных параллельных полос. Растр расчленяет резистивный элемент на большое число последовательно включенных участков, длина которых в направлении вектора  $E$  соизмерима с протяженностью начального, наиболее искривленного участка траектории носителей заряда (пунктир на рис. 11.22). Так как ширина участков

много больше их длины, компенсирующее влияние эффекта Холла оказывается незначительным. При этом можно получить  $R_{\text{ном}} \text{ до } 100 \text{ Ом при } K_B = 10 \dots 20$ .

Магниторезисторы в основном применяются как чувствительные элементы датчиков магнитного поля. В сочетании с управляющей магнитной системой (электромагниты или подвижные постоянные магниты) магниторезисторы используются в бесконтактных переключателях и датчиках перемещений.

## Контрольные вопросы

1. Что понимают под линейными и нелинейными, постоянными и переменными резисторами? По какому параметру отличаются переменные подстроечные и переменные регулировочные резисторы?
2. Укажите основные конструктивные особенности высокочастотных резисторов. Как зависят частотные свойства резисторов от выбора материалов, из которых изготовлены конструктивные элементы?
3. Каково назначение спиральной и продольной нарезок резистора? Почему резисторы со спиральной нарезкой имеют меньшее предельно допустимое напряжение по сравнению с резисторами с продольной нарезкой, имеющими такую же конструкцию и габаритные размеры?
4. Какова связь между удельной мощностью рассеяния и габаритными размерами резистора? В чем отличие между номинальной и допустимой мощностями рассеяния резистора?
5. Как будут изменяться во времени токи, протекающие через параллельно включенные резисторы одинакового сопротивления, один из которых проволочный никромовый, а другой углеродистый? Как будут изменяться падения напряжения на каждом из этих резисторов при последовательном включении? Постройте соответствующие временные зависимости.
6. Изменяется ли допустимая мощность рассеяния  $P_{\text{доп}}$  резисторов, используемых в аппаратуре, испытывающей резкие перепады давления и температуры (например, в обитаемом отсеке космического корабля или негерметичном отсеке реактивного самолета)?
7. Существует ли связь между уровнем собственных шумов и коэффициентом напряжения резисторов? Почему высокоомные постоянные резисторы любых типов обладают большим уровнем собственных шумов? Какая составляющая шумов является для них основной?
8. Каким должно быть соотношение между значениями удельных объемных сопротивлений материала изоляционного основания и диэлектрической фазы в резистивной пленке у высокоомных металлодиэлектрических резисторов?
9. Какими общими свойствами обладают углеродистые и металлооксидные резисторы? Чем объясняется отрицательный температурный коэффициент сопротивления углеродистых резисторов?
10. Можно ли включить параллельно подстроечный резистор с линейным законом регулирования сопротивления и резистор с логарифмическим законом регулирования сопротивления, если напряжение на ре-

зисторах будет соответствовать номинальной мощности рассеяния для резистора с линейным законом регулирования?

11. В переменном композиционном резисторе с *S*-образным законом регулирования сопротивления и угловым перемещением подвижного контакта используется кусочно-линейная аппроксимация нелинейного закона с числом участков, равным трем. Определите соотношения удельных сопротивлений пленок на этих трех участках. Можно ли реализовать *S*-образный закон регулирования сопротивления в резисторе с линейным перемещением подвижного контакта?

12. Почему при исследовании статической вольт-амперной характеристики термистора правильнее изменять ток через термистор, а изменять напряжение на термисторе; а при исследовании статической вольт-амперной характеристики позистора обычно изменяют напряжение на позисторе, а измеряют ток, протекающий через него?

13. Опишите процессы, происходящие в позисторе на основе легированного полупроводникового титаната бария при нагреве. Каково назначение нагревателя в позисторах косвенного подогрева?

14. Каковы основные параметры варисторов? Какими свойствами должны обладать материалы, из которых изготавливают резистивные элементы варисторов? Какие параметры варисторов и каким образом будут изменяться при увеличении температуры окружающей среды?

15. Как изменяется сопротивление фоторезистора при увеличении внешней засветки? Какими свойствами должен обладать материал фоторезистора, предназначенного для использования в видимой части спектра электромагнитного излучения?

16. Из каких материалов изготавливают резистивные элементы торморезисторов, варисторов, фоторезисторов и магниторезисторов? Укажите области применения этих элементов.

# Глава 12

## ЕМКОСТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

---

### 12.1. КЛАССИФИКАЦИЯ КОНДЕНСАТОРОВ. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ КОНСТРУКЦИИ

*Конденсатор* — это элемент электронной техники, содержащий два или более проводников: *электроды* или *обкладки*, разделенные диэлектриком (*рабочий диэлектрик*). Электрические свойства, конструкция и области применения конденсатора прежде всего определяются использованным в нем рабочим диэлектриком.

Классификация конденсаторов показана на рис. 12.1. Система условных обозначений конденсаторов отечественного производства дана в Приложении 5.

Можно выделить три основных типа конструкции конденсаторов.

**Плоский конденсатор.** Рабочий диэлектрик такого конденсатора имеет форму прямоугольной пластины размерами  $A \times B$ , на которой находятся электроды (рис. 12.2, *а*). Электроды нанесены не на всю поверхность диэлектрика, непокрытые электродом участки поверхности называются *закраинами*. Закраины позволяют увеличить напряжение поверхности пробоя конденсатора (см. подразд. 12.7), а также обеспечивают оптимальные места расположения выводов конденсатора.

Вывод присоединяется к тому участку обкладки, под или над которым нет второй обкладки. Для присоединения выводов к обкладкам используют пайку или сварку, а это может привести к повреждению рабочего диэлектрика. При наличии закраин участки диэлектрика в местах расположения выводов не находятся в электрическом поле, и присоединения выводов не вызывают уменьшения электрической прочности конденсатора.

Емкость плоского конденсатора с закраинами шириной  $\Delta a$  и  $\Delta b$  определяется площадью перекрытия обкладок  $S_a = (A - 2\Delta a)(B - 2\Delta b)$  и может быть рассчитана из выражения

$$C = \epsilon_0 \epsilon S_a / h, \quad (12.1)$$

где  $\epsilon$  и  $h$  — диэлектрическая проницаемость и толщина рабочего диэлектрика соответственно.

В плоском конденсаторе диэлектрическая пластина может иметь форму диска (рис. 12.2, *б*), в этом случае емкость дискового конденсатора

$$C = \epsilon \epsilon_0 \pi D^2 / (4h), \quad (12.2)$$

где  $D$  — диаметр электродов конденсатора.

Выражения (12.1) и (12.2) не учитывают краевой эффект, связанный с распространением электрического поля за пределы площади перекрытия.

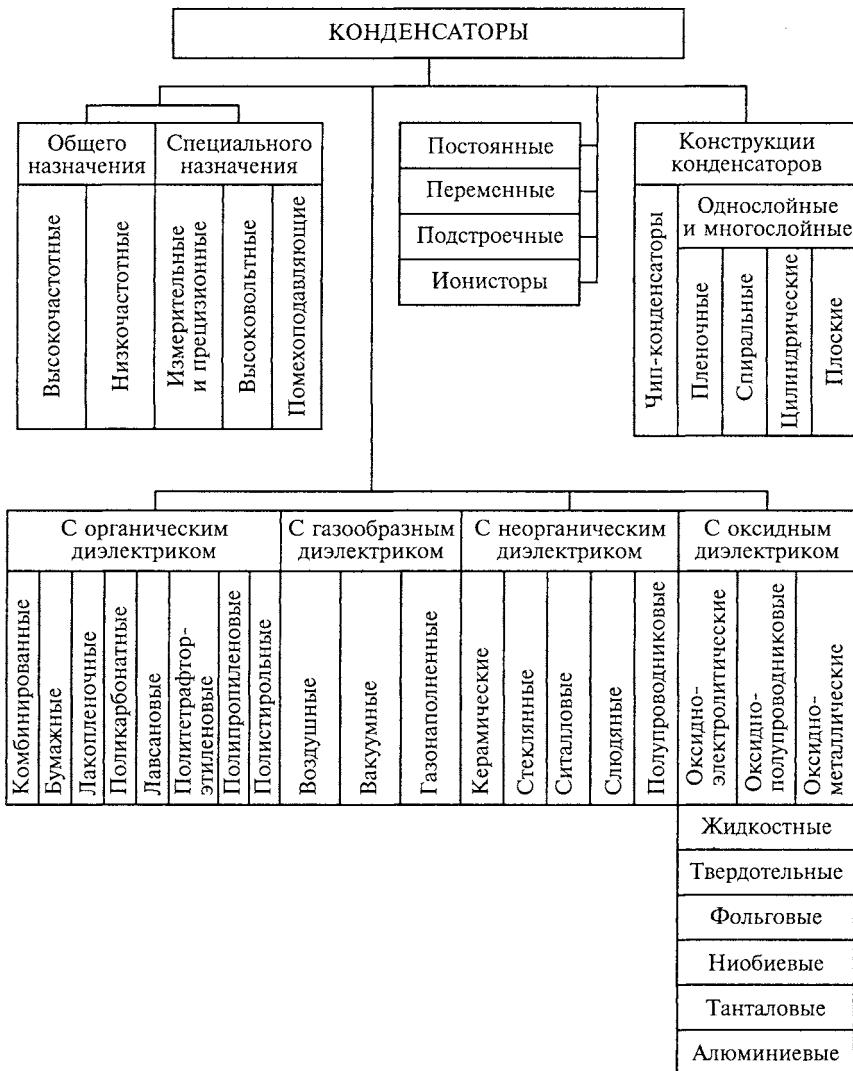


Рис. 12.1. Классификация конденсаторов

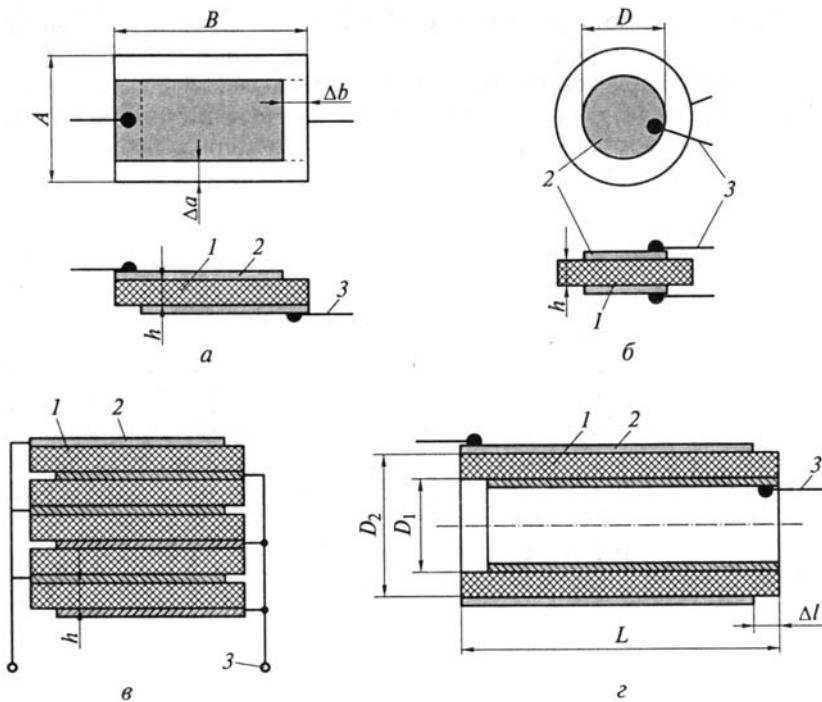


Рис. 12.2. Типы конструкции конденсаторов постоянной емкости:

а — плоский пластиначатый; б — дисковый; в — плоский многослойный; г — цилиндрический; 1 — рабочий диэлектрик; 2 — электрод; 3 — контактные выводы

Например, при учете краевого эффекта в выражение (12.2) вместо  $D$  следует подставлять

$$D + k_{\phi}h,$$

где  $k_{\phi}$  — коэффициент формы поля для диска,  $k_{\phi} = 0,4$ .

Разновидностью конструкции плоского конденсатора является многослойный конденсатор (рис. 12.2, в), в котором имеется  $n$  диэлектрических слоев толщиной  $h$ , расположенных между  $N$  электродами. Все нечетные и четные электроды электрически соединены между собой и с выводами конденсатора, при этом емкости всех диэлектрических слоев включены параллельно друг другу, а емкость многослойного конденсатора

$$C = \epsilon_0 \epsilon S_a n / h = \epsilon_0 \epsilon S_a (N - 1) / h. \quad (12.3)$$

На долю плоских конденсаторов приходится более 80 % общего выпуска.

**Цилиндрический конденсатор.** Рабочий диэлектрик такого конденсатора имеет форму диэлектрической трубы, на наружную и внутреннюю поверхности которой нанесены электроды (рис. 12.2, *г*). Закраины шириной  $\Delta l$  в таком конденсаторе расположены по торцам трубы, а его емкость определяется из выражения

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0(L - 2\Delta l)}{\ln(D_2/D_1)}, \quad (12.4)$$

где  $L$ ,  $D_1$ ,  $D_2$  — длина, внутренний и наружный диаметры диэлектрической трубы соответственно.

**Сpirальный конденсатор.** В этой конструкции используются тонкие и обязательно гибкие диэлектрические и металлические слои. На рис. 12.3, *а* спиральный конденсатор изображен в развернутом виде. В реальном конденсаторе диэлектрические и металлические слои закручены в спираль (рис. 12.3, *б*), при этом электрод распологается в спирали снизу диэлектрического слоя, и емкости двух диэлектрических лент толщиной  $h$  включены параллельно. Тогда емкость спирального конденсатора равна удвоенной емкости развернутой конструкции

$$C = 2\epsilon_0 l b / h, \quad (12.5)$$

где  $l$  и  $b$  — длина и ширина перекрытия электродов соответственно.

Спиральные конденсаторы отличаются по типу намотки, которая характеризуется сечением витка спирали (рис. 12.3, *в*). Приведенный на рис. 12.3 спиральный конденсатор имеет намотку со

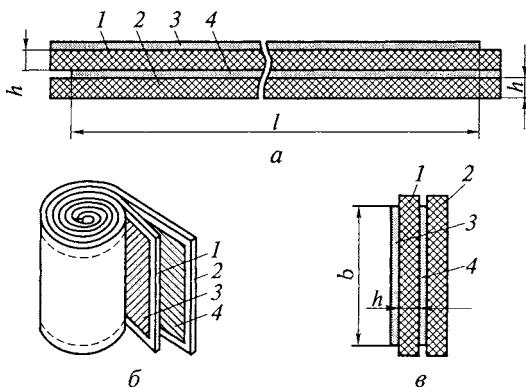


Рис. 12.3. Конструкция спирального конденсатора:

*а* — в развернутом виде; *б* — секция конденсатора с намоткой со скрытыми электродами; *в* — сечение витка спирали; *1*, *2* — гибкие диэлектрические ленты; *3*, *4* — электроды

скрытыми электродами, так как электроды в реальном конденсаторе находятся внутри спирали, а выводы к ним могут быть сделаны, например, в концах намотки. На долю спиральных конденсаторов приходится 10...15 % общего выпуска.

В высоковольтных конденсаторах могут быть использованы и другие конструкции (см. подразд. 12.7).

## 12.2. НОМИНАЛЬНАЯ ЕМКОСТЬ КОНДЕНСАТОРОВ

Емкость конденсатора определяется как отношение накопленного на нем заряда к напряжению, приложенному к электродам. *Номинальная емкость* — это емкость конденсатора, которая получена расчетным путем и обозначена на конденсаторе.

Номинальная емкость конденсатора  $C_{\text{ном}}$  зависит от его конструкции, геометрических размеров и диэлектрической проницаемости рабочего диэлектрика. Для постоянных конденсаторов различных конструкций номинальная емкость может быть определена из формул (12.1)...(12.5). Истинное (измеренное) значение емкости  $C_{\text{изм}}$  может отличаться от номинального в пределах, %,

$$\Delta C_{\text{ном}} / C_{\text{ном}} = [(C_{\text{изм}} - C_{\text{ном}}) / C_{\text{ном}}] 100.$$

Этот параметр, характеризующий точность, с которой реализуется получение  $C_{\text{ном}}$ , называется *допуском номинальной емкости*.

Номинальные емкости и допуски конденсаторов (так же как номинальные сопротивления и допуски резисторов) нормализованы и выбираются из стандартных числовых рядов (см. табл. П4.1 и П4.2). Для современных конденсаторов маркировка номинальных емкостей и допусков указывается в виде буквенно-цифрового кода в русской или международной (латинской) транскрипции. Номинальные емкости менее  $10^{-10} \Phi$  обозначаются в пикофарадах (буквенный индекс  $\Pi$  или  $p$ ),  $C_{\text{ном}}$  от  $10^{-10}$  до  $10^{-7} \Phi$  — в нанофардах (индекс  $N$  или  $n$ ), а  $C_{\text{ном}} > 10^{-7} \Phi$  обозначаются в микрофардах (индекс  $M$ ,  $\mu$  или  $V$ ). При дробных значениях номинальных величин буквы, обозначающие единицы измерения, ставятся на месте запятой. Буквенное обозначение допуска указывается сразу после кода номинальной емкости. Допускается маркировка цветным кодом в соответствии с табл. П4.3.

Номинальная емкость конденсаторов зависит от внешних факторов, наиболее важным из которых является температура окружающей среды.

*Температурный коэффициент емкости* (*ТКЕ*)  $\alpha_C$  отражает отклонение емкости, обусловленное изменением температуры и, следовательно, характеризует температурную стабильность емкости конденсатора. Общее определение этого параметра соответствует выражению

$$\alpha_C = (1/C)(dC/dT). \quad (12.6)$$

Емкость простейшего плоского конденсатора с электродами, имеющими форму квадрата со стороной  $l$ , находится как  $C = \epsilon_0 l^2/h$ . Дифференцирование этого выражения дает

$$dC/dT = \epsilon_0 [(l^2/h)(d\epsilon/dT) + (2\epsilon l/h)(dl/dT) - (\epsilon l^2/h^2)(dh/dT)].$$

В соответствии с выражением (12.6) получаем

$$(1/C)(dC/dT) = (1/\epsilon)(d\epsilon/dT) + (2/l)(dl/dT) - (1/h)(dh/dT),$$

или

$$\alpha_C = \alpha_\epsilon + 2\alpha_m - \alpha_d,$$

где  $\alpha_\epsilon$ ,  $\alpha_m$  и  $\alpha_d$  — температурные коэффициенты диэлектрической проницаемости диэлектрика, линейного расширения металла электродов и линейного расширения диэлектрика соответственно.

В металлизированных конденсаторах, где в качестве электродов используется тонкий слой металла, нанесенный непосредственно на твердый диэлектрик, изменение размеров электродов определяется расширением диэлектрика, а не металла. В этом случае можно считать  $\alpha_m = \alpha_d$ , и температурный коэффициент емкости  $\alpha_C = \alpha_\epsilon + \alpha_d$ .

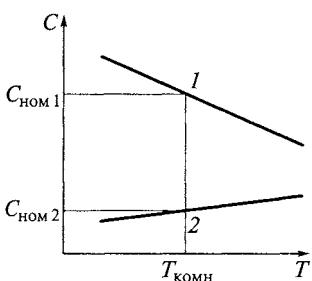


Рис. 12.4. Температурные зависимости емкости высокочастотных конденсаторов:  
1 — преобладает электронная поляризация ( $\alpha_C < 0$ ); 2 — преобладает ионная поляризация ( $\alpha_C > 0$ )

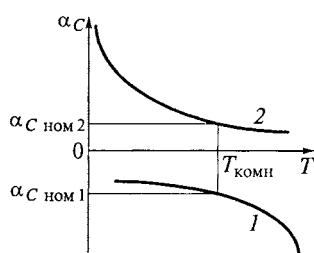


Рис. 12.5. Температурная зависимость температурного коэффициента емкости (обозначения кривых соответствуют рис. 12.4)

Поскольку значение емкости определяется суммой различных механизмов поляризации диэлектрика, температурная зависимость емкости может иметь различный вид. Нормировать (задать)  $\alpha_C$  конденсатора можно в том случае, если зависимость емкости конденсатора от температуры носит линейный характер (рис. 12.4), что имеет место для конденсаторов, в которых используются материалы с мгновенными видами поляризации: электронной и ионной. В зависимости от того, какой из этих видов поляризации преобладает, ТКЕ будет иметь положительный или отрицательный знак (рис. 12.5). Задав при комнатной температуре  $T_{\text{комн}}$  номинальную емкость  $C_{\text{ном}}$  и  $\alpha_C$ , можно определить емкость при любой другой температуре  $T$  с учетом знака  $\alpha_C$ :

$$C = C_{\text{ном}}[1 + \alpha_C(T - T_{\text{комн}})]. \quad (12.7)$$

Принятые условные обозначения нормированного  $\alpha_C$ , содержащие букву и цифры, маркируются на конденсаторе. Цифры показывают значение  $\alpha_C$  в миллионных долях изменения емкости, отнесенных к одному градусу, а буква, стоящая перед цифрами, обозначает знак ТКЕ: М или N — отрицательный; П или Р — положительный; для конденсаторов с  $\alpha_C \approx 0$  используется индекс МП0 или NP0 (табл. 12.1).

При использовании в конденсаторах диэлектриков с замедленными видами поляризации: дипольно-релаксационная — в полярных органических диэлектриках и доменная — в сегнетокерамике, зависимость емкости от температуры носит нелинейный характер и задавать ТКЕ лишено смысла.

Температурная стабильность таких конденсаторов может быть охарактеризована величиной максимально допустимого относительного изменения емкости (в процентах относительно номинальной емкости, задаваемой для 20 °C) в рабочем интервале температур от  $T_{\text{min}}$  до  $T_{\text{max}}$ .

Таблица 12.1

## Температурная стабильность емкости высокочастотных конденсаторов

Кодированное обозначение температурного коэффициента емкости	Значение $\alpha_C$ , $\text{K}^{-1}$	Кодированное обозначение температурного коэффициента емкости	Значение $\alpha_C$ , $\text{K}^{-1}$
П100	$+100 \cdot 10^{-6}$	M150	$-150 \cdot 10^{-6}$
П33	$+33 \cdot 10^{-6}$	M750	$-750 \cdot 10^{-6}$
МП0	$\approx 0$	M1 500	$-1 500 \cdot 10^{-6}$
M47	$-47 \cdot 10^{-6}$	M2 200	$-2 200 \cdot 10^{-6}$
M75	$-75 \cdot 10^{-6}$		

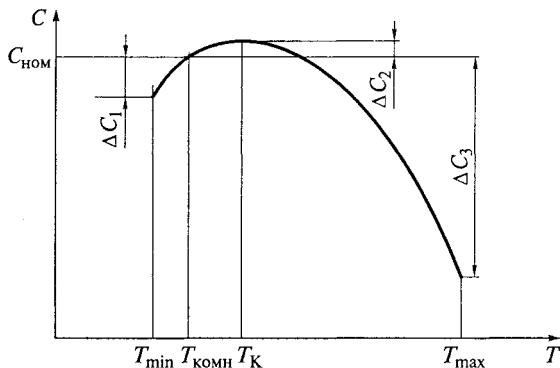


Рис. 12.6. Температурная зависимость емкости низкочастотного сегнето-керамического конденсатора

Кодированное обозначение температурной стабильности таких конденсаторов («группа по ТКЕ») начинается с буквы Н (или *H* — латинская), после которой округленно, в процентах, указывается максимально возможное изменение емкости в рабочем интервале температур (табл. 12.2).

Например, для сегнетокерамического конденсатора, характеристика которого приведена на рис. 12.6, при определении кодировки следует учесть  $|\Delta C|_{\max} / C_{\text{ном}} = |\Delta C_3| / C_{\text{ном}}$ , что соответствует группе по ТКЕ — Н70.

Вторым по значимости внешним фактором, влияющим на  $C_{\text{ном}}$ , является частота (при использовании конденсатора на переменном напряжении). Конденсаторы с линейными механизмами поляризации (см. рис. 12.4) практически не изменяют свою емкость при изменении частоты — их можно применять на высоких частотах с учетом ограничений, указанных в подразд. 12.5. В конденсаторах с замедленными видами поляризации на частотах, соответ-

Таблица 12.2

**Группы температурной стабильности емкости низкочастотных конденсаторов**

Кодированное обозначение группы стабильности	$ \Delta C _{\max} / C_{\text{ном}}$ , %	Кодированное обозначение группы стабильности	$ \Delta C _{\max} / C_{\text{ном}}$ , %
H10	$\leq 10$	H50	$\leq 50$
H20	$\leq 20$	H70	$\leq 70$
H30	$\leq 30$	H90	Более 90

ствующих времени релаксации поляризации (см. подразд. 6.1), происходит уменьшение емкости.

В сегнетоэлектрических конденсаторах номинальная емкость может изменяться при изменении приложенного напряжения в соответствии с зависимостями, приведенными на рис. 8.7 и 8.9.

### 12.3. КОНДЕНСАТОР В ЦЕПИ ПОСТОЯННОГО ТОКА

При подаче на конденсатор постоянного напряжения  $U_0$  в рабочем диэлектрике будет происходить описанный в подразд. 6.1 процесс поляризации, а в конденсаторе будет накапливаться электрический заряд  $Q = CU_0$ . Эквивалентная схема заряда конденсатора, приведенная на рис. 12.7, *a*, содержит зарядное сопротивление

$$R_{\text{зар}} = R_{\text{выв}} + R_{\text{об}} + R_i,$$

где  $R_{\text{выв}}$  — сопротивление выводов конденсатора;  $R_{\text{об}}$  — сопротивление обкладок;  $R_i$  — внутреннее сопротивление источника напряжения.

Полагая, что конденсатор представляет собой идеальную емкость, можно записать выражения для временных зависимостей зарядного тока и напряжения на конденсаторе (отсчет времени ведется с момента подачи напряжения):

$$i = \frac{U_0}{R_{\text{зар}}} \exp\left(-\frac{t}{R_{\text{зар}}C}\right); \quad u_C = U_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{R_{\text{зар}}C}\right)\right].$$

Временные зависимости  $i$  и  $u_C$  приведены на рис. 12.8. Большой ток в первое время после подачи напряжения обусловлен током смещения (см. подразд. 6.3), связанным с процессом поляризации рабочего диэлектрика — время существования этого тока редко превышает  $10^{-3}$  с. Однако в реальном конденсаторе после установления поляризации ток в цепи не уменьшается до нуля (см. рис. 6.12), а становится равным некоторому значению  $I_{\text{ут}}$ ,

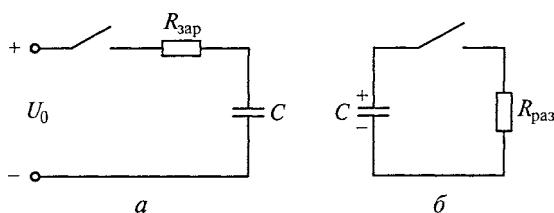


Рис. 12.7. Эквивалентные схемы заряда (*а*) и разряда (*б*) конденсатора

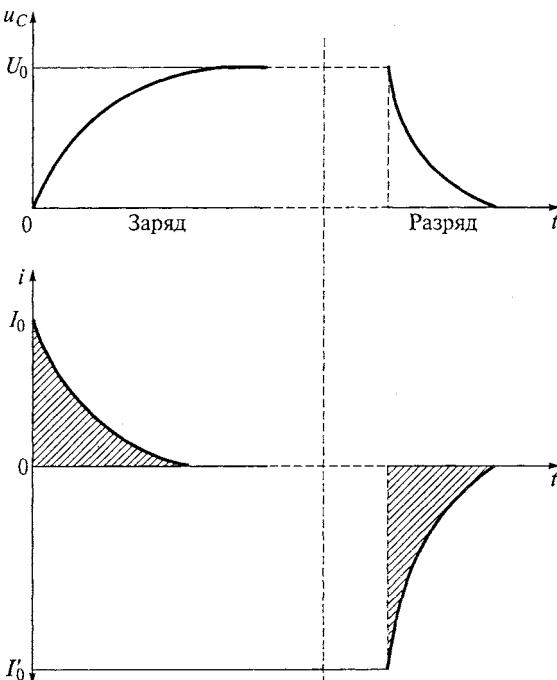


Рис. 12.8. Временные зависимости тока и напряжения на конденсаторе при заряде и разряде

который называется *током утечки конденсатора*. Ток утечки обусловлен конечным значением сопротивления между электродами конденсатора — любой диэлектрик обладает электропроводностью. Полагая, что ток утечки протекает как через объем рабочего диэлектрика ( $I_V$ ), так и по закраинам ( $I_S$ ) можно записать:

$$I_{\text{ут}} = I_V + I_S.$$

В современных конденсаторах токи утечки имеют значения от единиц пикоампер до десятков микроампер. Измерение малых токов затруднительно, поэтому часто вместо  $I_{\text{ут}}$  используется параметр, называемый *сопротивлением изоляции* конденсатора

$$R_{\text{из}} = U_{\text{ном}} / I_{\text{ут}},$$

где  $U_{\text{ном}}$  — номинальное напряжение конденсатора.

Величина  $R_{\text{из}}$  имеет две составляющие, обусловленные объемной ( $R_V$ ) и поверхностной ( $R_S$ ) электропроводностью. Очевидно, что  $R_{\text{из}} = R_V R_S / (R_V + R_S)$ . В большинстве случаев  $R_S \gg R_V$  и  $R_{\text{из}} \approx R_V$ . Для таких конденсаторов можно ввести параметр, который назы-

вается *постоянной времени* конденсатора (см. подразд. 6.3). Для плоского конденсатора  $\tau_0 = R_{\text{из}}C = \epsilon_0\epsilon_r\nu$  и не зависит от геометрических размеров конденсатора, а определяется только свойствами рабочего диэлектрика.

Если в заряженном до напряжения  $U_0$  конденсаторе замкнуть накоротко его выводы, то произойдет разряд конденсатора в соответствии с эквивалентной схемой, приведенной на рис. 12.7, б. Ток в цепи и напряжение на конденсаторе будут изменяться во времени (рис. 12.8):

$$i = I'_0 \exp\left(-\frac{t}{R_{\text{раз}}C}\right); \quad u_C = U_0 \exp\left(-\frac{t}{R_{\text{раз}}C}\right),$$

где

$$R_{\text{раз}} = R_{\text{выб}} + R_{\text{об}}; \quad I'_0 = \frac{U_0}{R_{\text{раз}}}.$$

Так как  $R_{\text{раз}} < R_{\text{зар}}$ , то  $I'_0 > I_0$  (направления токов заряда и разряда всегда противоположны). Площади, ограниченные кривыми  $i = f(t)$  на рис. 12.8, б, пропорциональны заряду  $Q = CU_0$ . Отсюда следует, что время разряда конденсатора всегда меньше, чем время его заряда — это свойство конденсатора используется для формирования импульсов.

Физический смысл постоянной времени легко понять, рассмотрев процесс саморазряда конденсатора. Если конденсатор зарядить до напряжения  $U_0$ , а затем оставить с разомкнутыми выводами, то роль разрядного сопротивления будет выполнять сопротивление изоляции конденсатора.

Тогда

$$u_C = U_0 \exp\left(-\frac{t}{R_{\text{из}}C}\right) = U_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right),$$

$$\text{где } R_{\text{из}} = \frac{t}{C \ln(U_0/u_C)}.$$

Очевидно, что  $\tau_0$  — это время, в течение которого напряжение на выводах заряженного конденсатора уменьшается в  $e$  раз в процессе саморазряда.

В современных высокочастотных конденсаторах используются, как правило, рабочие диэлектрики с преобладающей электронной электропроводностью. В соответствии с формулой (6.18) можно полагать, что

$$R_{\text{из}T} = R_{\text{из}0} \exp[-\beta(T - 20)]; \quad \ln R_{\text{из}T} = \ln R_{\text{из}0} - \beta(T - 20),$$

где  $R_{из0}$  и  $R_{изT}$  — сопротивления изоляции, замеренные при  $20^{\circ}\text{C}$  и при температуре  $T$ ;  $\beta$  — температурный коэффициент сопротивления изоляции.

Значения  $\beta$  находятся в пределах  $0,01 \dots 0,02 \text{ K}^{-1}$  для конденсаторов с неорганическим диэлектриком и  $0,02 \dots 0,3 \text{ K}^{-1}$  — для конденсаторов с органическим диэлектриком.

В конденсаторах стараются использовать рабочие диэлектрики с высоким удельным сопротивлением, но его величина в основном определяется наличием примесей и дефектов строения диэлектрика, которые распределены в материале произвольно. Поэтому  $R_{из}$  конденсаторов одинаковых конструкций, геометрических размеров и номиналов могут отличаться на 1 — 2 порядка. Это надо учитывать при последовательном соединении нескольких конденсаторов, которое используется, если напряжение в цепи превышает номинальное напряжение одного конденсатора.

Прикладываемое постоянное напряжение распределяется между последовательно соединенными конденсаторами пропорционально  $R_{из}$  каждого из них. Следовательно, на конденсаторе, имеющем наиболее высокое сопротивление изоляции  $R_{из\ max}$ , может появиться напряжение, превышающее его номинальное, и он будет пробит. Это приведет, в свою очередь, к пробою и остальных конденсаторов. Поэтому при необходимости последовательного включения нескольких конденсаторов они должны иметь по возможности одинаковые  $R_{из}$ . В целях выравнивания напряжения можно каждый конденсатор шунтировать резистором, сопротивление которого  $R_{ш} < R_{из\ max}/10$ .

В конденсаторах, имеющих диэлектрик с замедленными видами поляризации или с неоднородной структурой (слои с различным удельным сопротивлением, внутренние проводящие или полупроводящие включения), возникает *абсорбция электрических зарядов*. Эквивалентную схему такого конденсатора можно представить в виде, изображенном на рис. 12.9, *а* (обведен пунктиром), где  $C_0$  — емкость конденсатора, обусловленная видами поляризации, время установления которых менее  $10^{-2} \text{ с}$ ;  $C_a$  — емкость, обусловленная накоплением заряда внутри диэлектрика (этот процесс часто называют *миграционной* поляризацией);  $R_a$  — сопротивление, характеризующее потери на замедленные виды поляризации и на накопление зарядов на неоднородностях диэлектрика.

Рассмотрим временные зависимости напряжения на конденсаторе (рис. 12.9, *б*), если он включен в схему, приведенную на рис. 12.9, *а*. При нахождении ключа  $K$  в положении 1 происходит заряд конденсатора (интервал времени  $0 - t_1$ ) до напряжения  $U_0$ .

При переключении ключа  $K$  в положение 2 происходит разряд конденсатора. Его заряд  $Q_0$ , накопленный на емкости  $C_0$ , разряжается практически до нуля с очень малой постоянной вре-

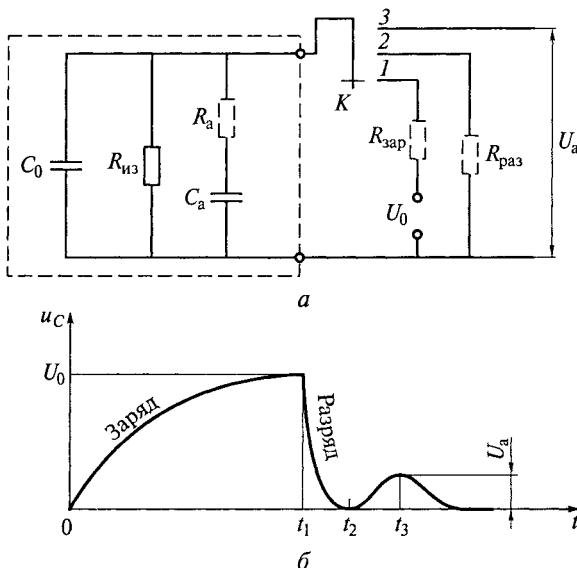


Рис. 12.9. Абсорбция электрических зарядов в конденсаторе:  
 а — схема для измерения коэффициента абсорбции; б — временные зависимости напряжения на конденсаторе

мени  $\tau = C_0 R_{\text{раз}}$ , а заряд  $Q_a$ , накопленный на емкости  $C_a$  будет разряжаться со значительно большей постоянной времени

$$\tau_a = C_a (R_a + R_{\text{раз}}),$$

где  $R_a \gg R_{\text{раз}}$ .

Если интервал времени  $(t_2 - t_1)$  невелик, то за время закорачивания обкладок емкость  $C_a$  разрядится неполностью. В положении 3 ключа  $K$  (выводы конденсатора разомкнуты) оставшийся на  $C_a$  заряд будет перераспределяться между емкостями  $C_0$  и  $C_a$  — на выводах конденсатора возникнет напряжение  $U_a$  (его измеряют в момент времени  $t_3$ ). В дальнейшем (при  $t > t_3$ ) напряжение на выводах конденсатора будет уменьшаться за счет саморазряда.

Явление абсорбции зарядов в конденсаторах характеризуют коэффициентом абсорбции  $k_a = (U_a/U_0)100$ , который определяют, как правило, в одинаковом режиме:  $t_1 = 3$  мин,  $(t_2 - t_1) = 2$  с,  $(t_3 - t_2) = 5$  мин. Высоким  $k_a$ , доходящим до 5...15 %, обладают слюдяные, бумажные, пленочные, керамические высоковольтные и оксидные конденсаторы. При использовании высоковольтных конденсаторов необходимо учитывать, что напряжение  $U_a$  может достигать значений, опасных для человека.

## 12.4. КОНДЕНСАТОР В ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

На постоянном напряжении через конденсатор протекает ток утечки, обусловленный его сопротивлением изоляции. Этот ток очень мал, и во многих случаях можно считать, что конденсатор практически не пропускает постоянный ток. При подаче на конденсатор переменного напряжения в нем будут непрерывно чередоваться процессы заряда и разряда, и через конденсатор, помимо тока утечки, потечет поляризационный ток — ток смещения. Если считать конденсатор идеальной емкостью, то его сопротивление в цепи переменного тока равно  $x_C = 1/(\omega C)$ , и при приложении переменного синусоидального напряжения с действующим значением  $U$  через выводы конденсатора будет протекать ток  $I = U\omega C$ . Поэтому конденсатор может служить для развязки постоянного и переменного токов, а также для разделения низкочастотных и высокочастотных токов.

Реальный конденсатор нельзя считать идеальной емкостью. Он всегда имеет некоторое последовательно включенное активное сопротивление  $r$ , которое обусловлено сопротивлениями выводов и обкладок, потерями на замедленные виды поляризации. В цепи переменного тока из-за наличия в конструкции конденсатора проводников он обладает *собственной индуктивностью*  $L_C$ .

Конденсатор, включенный в цепь переменного тока, описывается последовательной эквивалентной схемой. Модуль *полного сопротивления* конденсатора рассчитывается по формуле

$$|Z| = \sqrt{r^2 + (x_C - x_L)^2} = \sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{\omega C} - \omega L_C\right)^2}. \quad (12.8)$$

Рассмотрим, как изменяется модуль полного сопротивления конденсатора с частотой (рис. 12.10). Емкостное сопротивление  $x_C$

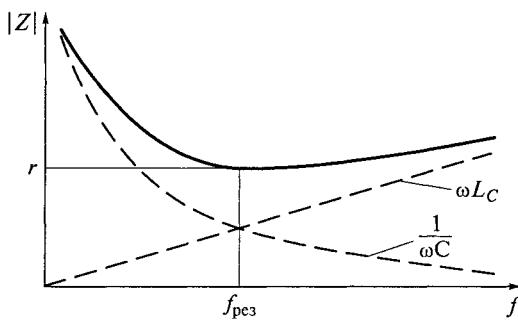


Рис. 12.10. Частотная зависимость полного сопротивления конденсатора

уменьшается с увеличением частоты, а индуктивное сопротивление  $x_L$  возрастает. Поэтому  $|Z|$  имеет минимум, который определяется активным сопротивлением  $r$  (при этом  $x_C = x_L$ ). Частота, соответствующая минимуму  $|Z|$ , называется *резонансной частотой* конденсатора и определяется по формуле

$$f_{\text{рез}} = 1 / (2\pi\sqrt{L_C C}).$$

При частотах выше резонансной полное сопротивление конденсатора носит уже не емкостный, а индуктивный характер, вследствие чего  $|Z|$  растет с ростом частоты. Поэтому  $f_{\text{рез}}$  можно считать предельной теоретической частотой использования конденсатора, которую желательно иметь как можно большей.

В целях увеличения  $f_{\text{рез}}$  при конструировании конденсаторов стремятся насколько возможно уменьшить его собственную индуктивность. Индуктивности плоских и цилиндрических конденсаторов невелики и составляют единицы наногенри — это соответствует резонансной частоте в десятки и сотни мегагерц. Значительно больше индуктивность спиральных конденсаторов (см. рис. 12.3). Спиральная конструкция дает возможность получать конденсаторы большой емкости на высокое рабочее напряжение. Однако наличие в них длинных проводников, да еще свернутых в спираль (при этом возникает взаимодействие полей токов в соседних витках спирали), приводит к тому, что собственная индуктивность доходит до сотен наногенри — это соответствует  $f_{\text{рез}}$  всего лишь в десятки или сотни килогерц.

Индуктивность спиральных конденсаторов зависит от типа намотки и от мест расположения выводов. Наибольшая индуктивность получается в намотке со скрытыми электродами (см. рис. 12.3, б), условно такой конденсатор представляется в виде двух обкладок, разделенных диэлектриком. При расположении выводов на противоположных концах обкладок (рис. 12.11, а), мгновенные значения переменных токов в обеих обкладках в любой момент времени совпадают по направлению. При этом магнитные поля токов складываются, что приводит к появлению большой собственной индуктивности  $L_1$ . Если же расположить выводы в средней части обкладок вблизи друг друга (рис. 12.11, б), то сложение полей токов будет наблюдаться только между выводами; на остальной длине обкладок поля будут частично компенсироваться, и индуктивность конструкции  $L_2 < L_1$ . Еще большее уменьшение индуктивности достигается при секционировании обкладок и использовании нескольких выводов. Однако в любом случае при использовании намотки со скрытым электродом (см. рис. 12.3, а) вектор тока в обкладках направлен по длине электрода  $l$ .

Существенное снижение собственной индуктивности можно получить, если изменить направление тока в обкладках на  $90^\circ$  (вдоль ширины обкладки б). Это достигается в спиральных конденсаторах

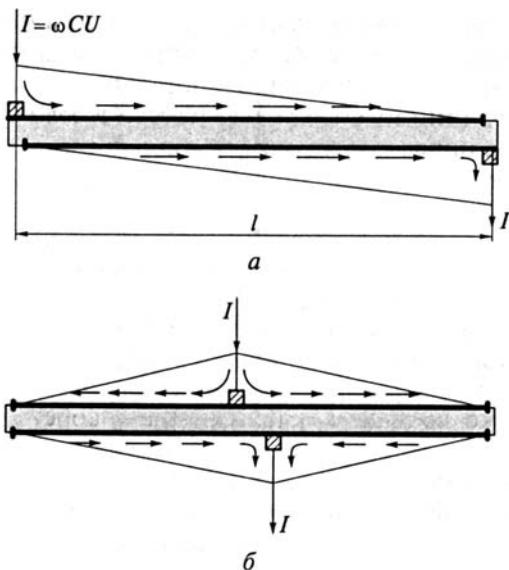


Рис. 12.11. Расположение выводов в спиральных конденсаторах при намотке со скрытыми электродами:

*а* — на концах электродов; *б* — в средней части секции

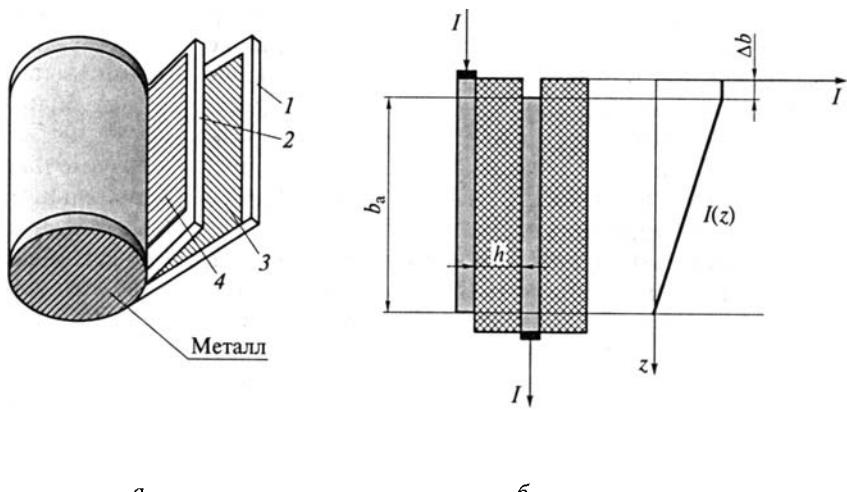


Рис. 12.12. Спиральный конденсатор с безындукционной намоткой:

*а* — внешний вид конденсатора; *б* — сечение витка спирали и распределение тока в обкладках; *1, 2* — гибкие диэлектрические ленты; *3, 4* — электроды

с безындукционной намоткой (рис. 12.12). В таком конденсаторе обкладки смещаются друг относительно друга по ширине (рис. 12.12, *a*), а выводы конденсатора соединены с металлизированными торцами намотанного конденсатора (рис. 12.12, *б*). При этом совпадение токов в обкладках происходит по их ширине, а так как  $b \ll l$ , то индуктивность такой конструкции  $L_3$  оказывается много меньше, чем  $L_2$  и  $L_1$ .

Кроме того, в конденсаторах с безындукционной намоткой наблюдается снижение сопротивления обкладок и, как следствие, уменьшение потерь (см. подразд. 12.5). Очевидно, что при расчете емкости такого конденсатора в формулу (12.5) следует подставлять активную ширину перекрытия электродов  $b_a$ .

Практически о величине емкости конденсатора при его использовании на переменном напряжении можно судить по величине тока, протекающего через конденсатор. Если считать конденсатор идеальной емкостью, то  $I = U\omega C$ , а при учете собственной индуктивности и последовательного активного сопротивления  $I = U/|Z|$ . Влияние  $L$  и  $r$  на потребляемый ток можно оценить величиной *эффективной* (действующей) емкости  $C_{\text{эфф}}$ , которую определяют из условия

$$|Z| = 1/(\omega C_{\text{эфф}}). \quad (12.9)$$

Рассмотрим конденсатор, обладающий значительной собственной индуктивностью  $L_C$ , но имеющий малое  $r$ . Тогда, пренебрегая активным сопротивлением, выражение (12.8) можно переписать в виде:

$$|Z| = \frac{1}{\omega C} - \omega L_C; \quad \frac{1}{\omega C_{\text{эфф}}} = \frac{1}{\omega C} - \omega L_C; \quad C_{\text{эфф}} = \frac{C}{1 - \omega^2 LC}. \quad (12.10)$$

При частотах, близких к резонансной, емкостное сопротивление становится малым, и ток определяется в основном величиной  $r$ . Полагая  $r \gg \omega L_C$ , получаем

$$|Z| = \sqrt{r^2 + 1/(\omega^2 C^2)} = \frac{1}{\omega C} \sqrt{1 + r^2 \omega^2 C^2} = 1/(\omega C_{\text{эфф}}). \quad (12.11)$$

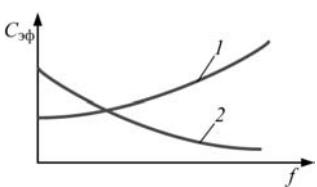


Рис. 12.13. Частотные зависимости эффективной емкости конденсаторов:  
1 — при значительной собственной индуктивности; 2 — с большим последовательным сопротивлением

Приравнивая формулы (12.11) и (12.9), приходим к соотношению

$$C_{\text{эф}} = \frac{C}{\sqrt{1 + r^2 \omega^2 C^2}}. \quad (12.12)$$

Частотные зависимости эффективной емкости конденсаторов представлены на рис. 12.13.

## 12.5. ПОТЕРИ В КОНДЕНСАТОРАХ

**Виды потерь в конденсаторах.** Потерями называют активную мощность, выделяющуюся в конденсаторе, находящемся под напряжением. Потери вызывают нагрев конденсатора, что приводит к ухудшению его параметров и даже к пробою.

Если на конденсатор подано постоянное напряжение  $U_0$ , то через конденсатор протекает ток утечки, обусловленный сопротивлением изоляции  $R_{\text{из}}$ , а активная мощность  $P_a = U_0^2 / R_{\text{из}}$ . Так как токи утечки конденсаторов невелики, то выделяющаяся при этом мощность мала и практически не вызывает нагрева конденсатора.

На переменном синусоидальном напряжении  $U$  через конденсатор протекает ток  $I$ , а между векторами тока и напряжения существует угол сдвига фаз  $\phi$ , близкий (для хороших конденсаторов) к  $90^\circ$ . В этом случае для конденсатора можно найти:

- полную мощность  $P = UI$ , В·А;
- реактивную мощность  $P_r = UI \sin \phi$ , вар;
- активную мощность  $P_a = UI \cos \phi$ , Вт.

Если  $I = U\omega C$ , а  $\phi \approx 90^\circ$ , то  $P \approx P_r = UI = U^2 \omega C$

и

$$P_a = P_r \operatorname{tg} \delta_k = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta_k, \quad (12.13)$$

где  $\delta_k$  — угол, дополняющий угол сдвига фаз между током и напряжением в конденсаторе до  $90^\circ$  (не путать с углом диэлектрических потерь  $\delta$ , характеризующим диэлектрик).

Различают две группы потерь в конденсаторе:  $P_m$  — потери в металлических частях конденсатора и  $P_d$  — потери в диэлектрических частях, каждая из которых складывается из нескольких составляющих. Так

$$P_m = P_{\text{выв}} + P_{\text{об}} + P_{\text{мерц}} + P_{\text{вибр}},$$

где  $P_{\text{выв}}$  и  $P_{\text{об}}$  — потери в выводах и в обкладках соответственно;  $P_{\text{мерц}}$  — потери, связанные с эффектом мерцания емкости;  $P_{\text{вибр}}$  — потери от вибрации обкладок.

В свою очередь,

$$P_d = P_{\text{скв}} + P_{\text{рел}} + P_{\text{ион}},$$

где  $P_{\text{скв}}$  — потери на сквозную электропроводность;  $P_{\text{рел}}$  — релаксационные потери (на замедленные виды поляризации);  $P_{\text{ион}}$  — потери на ионизацию воздушных и газовых включений в конденсаторе.

Потери в выводах обусловлены протеканием по ним тока  $I = U\omega C$ , связанного с переполяризацией рабочего диэлектрика конденсатора. Если выводы конденсатора имеют круглое сечение, то в соответствии с выражением (2.28), учитывающим поверхностный эффект,

$$P_{\text{выв}} = 4\rho_{\text{выв}} l_{\text{выв}} I^2 k_R / (\pi d_{\text{выв}}^2),$$

где  $\rho_{\text{выв}}$  — удельное сопротивление материала выводов;  $l_{\text{выв}}$  и  $d_{\text{выв}}$  — суммарная длина и диаметр выводов соответственно;  $k_R$  — коэффициент сопротивления.

Потери в обкладках зависят от конструкции конденсатора и мест расположения выводов. При расчете  $P_{\text{об}}$  для плоского конденсатора будем полагать (рис. 12.14, *a*), что в месте присоединения вывода к обкладке ток  $I$ , обусловленный процессами переполяризации диэлектрика, равномерно распределен по ширине обкладки  $b$ . Этот ток будет изменяться по длине обкладки  $l$ , уменьшаясь по линейному закону до нуля на стороне, противоположной расположению вывода (наличие в реальном конденсаторе закраины пока не учитываем). На рис. 12.14, *б* сплошной линией показано распределение тока вдоль верхней обкладки конденсатора, штриховой — вдоль нижней. Выделим малый участок

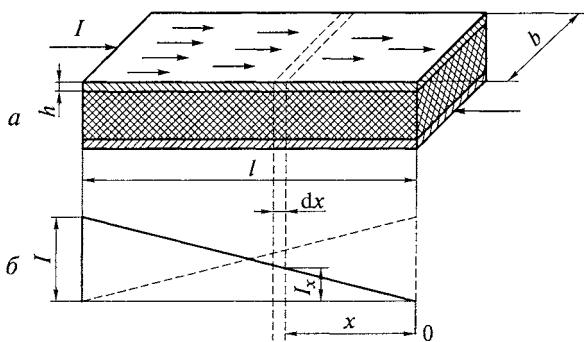


Рис. 12.14. К расчету потерь в обкладках конденсатора:

*а* — модель для расчета; *б* — эпюра токов в обкладках

обкладки длиной  $dx$  с координатой  $x$  (отсчет  $x$  ведется от точки, в которой ток равен нулю). При этом в пределах участка  $dx$  ток  $I_x = Ix/l$ ; выделяющаяся на этом участке мощность  $dP_x = I_x^2 dR_x$ , а сопротивление этого участка

$$dR_x = \rho_{\text{об}} dx / (bh),$$

где  $\rho_{\text{об}}$  — удельное сопротивление материала обкладки;  $h$  — толщина обкладки.

Потери в обеих обкладках

$$P_{\text{об}} = 2 \int_0^l \frac{I^2 \rho_{\text{об}}}{l^2 bh} x^2 dx = \frac{2}{3} \rho_{\text{об}} I^2 \frac{l}{bh}. \quad (12.14)$$

Этой же формулой можно пользоваться при расчете потерь в обкладках спирального конденсатора с намоткой со скрытыми электродами (см. рис. 12.3), если выводы расположены на концах намотки. В спиральном конденсаторе с безындукционной намоткой выводы расположены на торцах конденсатора, и ток в каждой обмотке протекает через поперечное сечение  $lh$ . Изменение тока происходит только в пределах активной ширины перекрытия обкладок  $b_a$ , а на участке  $\Delta b$  ток в обкладке будет равен току через вывод (см. рис. 12.12, *в*). Мощность, выделяющаяся на этом участке, определяется как  $\rho_{\text{об}} I^2 \Delta b / (lh)$ , а суммарная мощность потерь в двух обкладках в соответствии с формулой (12.14)

$$P_{\text{об}} = 2 \rho_{\text{об}} I^2 \frac{(b_a / 3) + \Delta b}{lh}. \quad (12.15)$$

Так как  $l \gg b$ , то в спиральном конденсаторе с безындукционной намоткой потери в обкладках существенно меньше, чем в конденсаторе, имеющем намотку со скрытыми электродами.

В конденсаторах с фольговыми обкладками под действием значительного переменного электрического поля может происходить попеременное притяжение и отталкивание обкладок от диэлектрика — *вibration обкладок*, что вызывает появление переходного сопротивления между обкладкой и диэлектриком, на котором при протекании тока выделяется мощность. Для уменьшения  $P_{\text{вib}}$  следует обеспечивать сильное механическое сжатие конденсатора.

В металлизированных конденсаторах наблюдается *эффект мерцания емкости*. При нанесении тонких металлических пленок на поверхность твердого диэлектрика граница электрода получается неровной, а вблизи края электрода могут быть малые островки металла (рис. 12.15, *а*). Для конденсатора с таким электродом можно изобразить эквивалентную схему (рис. 12.15, *б*), где  $C_{\text{осн}}$  — основная емкость конденсатора (емкость диэлектрика под обкладкой);

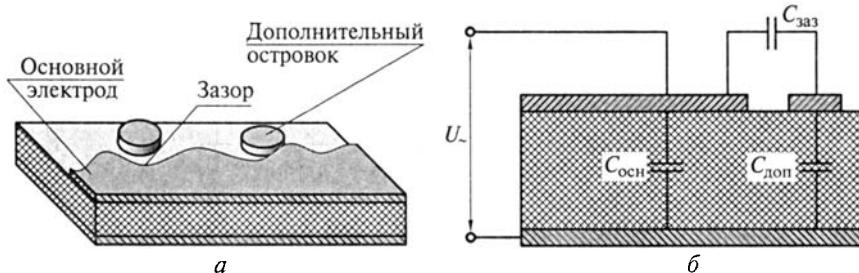


Рис. 12.15. Эффект мерцания емкости:

а — структура электрода; б — эквивалентная схема металлизированного конденсатора

$C_{\text{доп}}$  — емкость диэлектрика под островком металла;  $C_{\text{заз}}$  — емкость зазора, отделяющего островок от электрода. Переменное напряжение, поданное на обкладки, будет также приложено к последовательно соединенным емкостям  $C_{\text{заз}}$  и  $C_{\text{доп}}$ . Обычно  $C_{\text{заз}} \ll C_{\text{доп}}$ , поэтому большая часть напряжения приложена к зазору. При этом в зазоре из-за его малости возникает автоэлектронная эмиссия, приводящая к образованию микродуги. Эта дуга присоединяет емкость  $C_{\text{доп}}$  к емкости  $C_{\text{осн}}$ , что дает скачкообразное увеличение емкости конденсатора.

Дуга может внезапно погаснуть (например, из-за изменения  $\rho_s$  диэлектрика в зазоре) — это вызовет скачкообразное уменьшение емкости. В темноте по периметру электрода можно наблюдать вспышки. На образование микродуг затрачивается энергия  $P_{\text{мерц}}$ , к тому же возникает нестабильность емкости. Величины  $P_{\text{вibr}}$  и  $P_{\text{мерц}}$  определяют экспериментально, одновременно в конденсаторе они не наблюдаются.

Потери в диэлектрических частях хорошо поддаются расчету, если  $P_d = P_{\text{скв}}$ , что имеет место в высокочастотных конденсаторах с мгновенными видами поляризации. В этом случае

конденсатор в целом можно охарактеризовать эквивалентной схемой (рис. 12.16, а), где  $r$  — учитывает потери в металлических частях, а  $R$  — потери в диэлектрике. При замене этой схемы на пост-

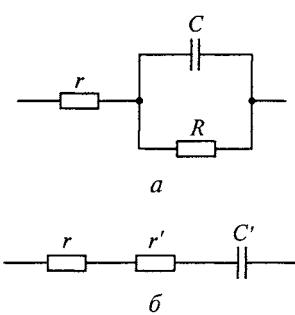


Рис. 12.16. Эквивалентные схемы конденсатора:

а — смешанная; б — последовательная

довательную (рис. 12.16, б) в соответствии с формулами (6.19), (6.23) и (6.24) имеем

$$r' = R/(1 + \omega^2 C^2 R^2); \quad C' = \frac{C}{1 + 1/(\omega^2 C^2 R^2)},$$

где  $1/(\omega C R) = \operatorname{tg}\delta$  (тангенс угла потерь рабочего диэлектрика, если считать, что потери в нем обусловлены только сквозной электропроводностью).

Полагая, что  $\omega^2 C^2 R^2 \gg 1$ , получаем

$$r' = 1/(\omega^2 C^2 R^2); \quad C' = C.$$

В соответствии с формулой (6.21)

$$\operatorname{tg}\delta_k = \omega C'(r' + r) = \omega C r + 1/(\omega C R), \quad (12.16)$$

а потери в конденсаторе можно рассчитать, пользуясь выражением (12.13).

**Влияние внешних факторов на тангенс угла потерь конденсаторов.** Частотная зависимость  $\operatorname{tg}\delta_k$  может быть рассчитана с помощью формулы (12.16). Потери в металлических частях конденсатора растут по линейному закону, а потери в диэлектрике, обусловленные сквозной электропроводностью, уменьшаются обратно пропорционально частоте (рис. 12.17, а). Частота, при которой  $\operatorname{tg}\delta_k$  имеет минимум, определяется при дифференцировании выражения (12.16) (полагаем, что  $R$ ,  $r$  и  $C$  не зависят от частоты)

$$\frac{d(\operatorname{tg}\delta_k)}{d\omega} = Cr - \frac{1}{\omega^2 CR} = 0,$$

или

$$\omega_{\min} = 1/(C\sqrt{Rr}).$$

Если в диэлектрических частях наблюдаются релаксационные потери, обусловленные замедленными видами поляризации (в конденсаторах — доменная или дипольно-релаксационная, редко ионно-релаксационная или миграционная), то на частотной зависимости  $\operatorname{tg}\delta_k$  появляются дополнительные пики (пунктир на рис. 12.17, а), максимум которых соответствует времени релаксации.

Температурная зависимость  $\operatorname{tg}\delta_k$  имеет для конденсаторов с мгновенными видами поляризации экспоненциальный характер. Релаксационные потери приводят к появлению дополнительных пиков (пунктир на рис. 12.17, б). Так как в конструкции конденсатора могут использоваться материалы (как основные, так и вспо-

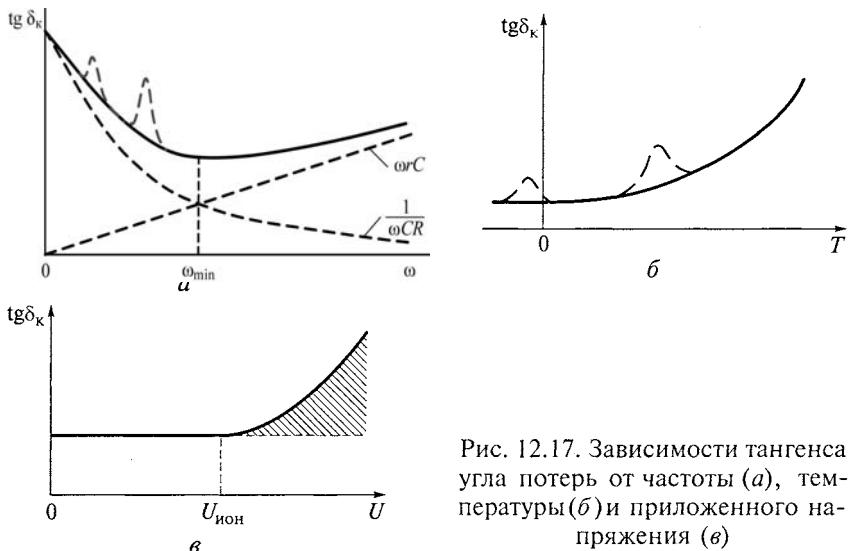


Рис. 12.17. Зависимости тангенса угла потерь от частоты (а), температуры (б) и приложенного напряжения (в)

могательные) с различными замедленными видами поляризации, то на температурной зависимости  $\operatorname{tg}\delta_k$  могут наблюдаться несколько релаксационных максимумов, в том числе и находящиеся в области отрицательных температур.

Ионизационные потери в конденсаторе могут быть экспериментально определены по зависимости  $\operatorname{tg}\delta_k$  от величины приложенного напряжения (рис. 12.17, в). Постоянный при небольших напряжениях  $\operatorname{tg}\delta_k$  при возникновении ионизации воздушных и газовых включений будет расти вплоть до пробоя конденсатора.

## 12.6. ПРОБОЙ КОНДЕНСАТОРОВ

Электрическая прочность — важнейшая характеристика конденсатора, определяющая его надежность. При превышении напряжения относительно пробивного  $U_{\text{пр}}$  в рабочем диэлектрике конденсатора образуется токопроводящий канал, и конденсатор теряет свою работоспособность. Этому соответствует пробивная напряженность (электрическая прочность конденсатора), определяемая как

$$E_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}/h,$$

где  $h$  — толщина диэлектрика в месте пробоя.

В большинстве случаев выход конденсатора из строя бывает обусловлен электрическим пробоем его рабочего диэлектрика (см.

подразд. 6.5), который вызван ударной ионизацией атомов (ионов или молекул), из которых состоит диэлектрик, с последующим образованием токопроводящего канала (стримера). Стример образуется в местах расположения дефектов строения диэлектрика, называемых «слабыми» местами (воздушные, газовые или проводящие включения, механические повреждения и т. п.). Так как расположение «слабых» мест в диэлектрике носит произвольный характер, то диэлектрические слои равной толщины из одного и того же диэлектрика имеют различные значения  $U_{\text{пр}}$  и  $E_{\text{пр}}$ . Поэтому рекомендуется диэлектрик в конденсаторе использовать при напряженности поля

$$E_{\text{раб}} = \bar{E}_{\text{пр}} / K_{\text{зап}} = \bar{U}_{\text{пр}} / (h K_{\text{зап}}), \quad (12.17)$$

где  $\bar{E}_{\text{пр}}$  — среднее значение электрической прочности слоев диэлектрика (приводится в справочниках);  $K_{\text{зап}}$  — коэффициент запаса по электрической прочности, выбираемый равным 2...4 для неорганических диэлектриков и 3...10 — для органических;  $\bar{U}_{\text{пр}}$  — среднее пробивное напряжение (при определении  $\bar{U}_{\text{пр}}$  каждый конденсатор в свежеизготовленной партии при монотонном повышении напряжения доводят до пробоя, определяя его  $U_{\text{пр}}$ ).

Каждый свежеизготовленный конденсатор кратковременно испытывается при напряжении  $U_{\text{исп}}$ . Конденсатор может надежно работать в течение гарантированного срока службы  $t_{\text{сл}}$  при nominalном (рабочем) напряжении  $U_{\text{раб}} = U_{\text{ном}}$ . По результатам испытаний всех конденсаторов в партии строят кривую интегральной вероятности пробоя (рис. 12.18). По вертикальной оси откладывают число конденсаторов  $M$ , пробитых при данном или любом меньшем напряжении. Если какой-то конденсатор в партии пробивается при наибольшем напряжении, то этому  $U_{\text{пр max}}$  соответствует  $M = 100\%$ . Пробивные напряжения всех конденсаторов от  $U_{\text{пр min}}$  до

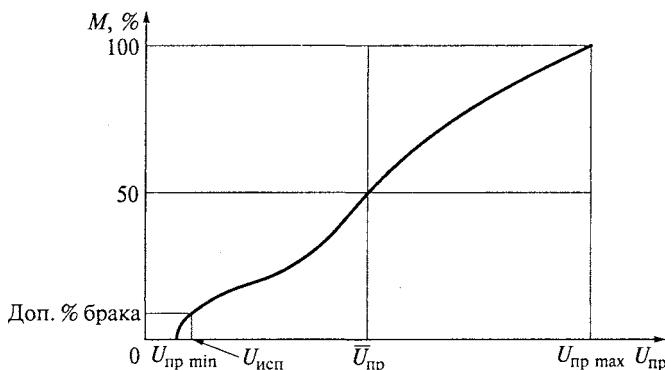


Рис. 12.18. Кривая интегральной вероятности пробоя конденсаторов

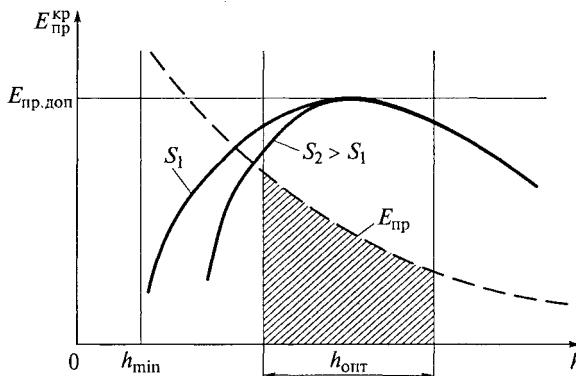


Рис. 12.19. Зависимость кратковременной электрической прочности конденсаторов от толщины рабочего диэлектрика:

$E_{\text{пр.доп}}$  — кратковременная допустимая электрическая прочность;  $h_{\text{опт}}$  — оптимальная толщина диэлектрика

$U_{\text{пр.макс}}$  отмечаются в системе координат  $M = f(U_{\text{пр}})$ . Получившаяся кривая позволяет правильно выбрать испытательное напряжение  $U_{\text{исп}}$ . Обычно  $U_{\text{исп}}$  выбирают из условия обеспечения допустимого уровня брака (3...7%). При этом  $\bar{U}_{\text{пр}}$  соответствует  $M = 50\%$ , а  $E_{\text{пр}} = \bar{U}_{\text{пр}} / h$  называют кратковременной электрической прочностью конденсатора  $E_{\text{пр}}^{\text{кр}}$ .

Следует отметить, что воздействие  $U_{\text{исп}}$  не дает гарантии того, что все прошедшие испытание конденсаторы будут в дальнейшем работать надежно. В испытуемой партии всегда есть конденсаторы, у которых  $U_{\text{пр}}$  немного больше  $U_{\text{исп}}$ , и даже кратковременное воздействие испытательным напряжением может вызвать необратимое ухудшение электрической прочности таких конденсаторов (по «слабым» местам протекает значительный ток). При повторном испытании тем же самым напряжением такие конденсаторы могут пробиться. Поэтому неразумно выбирать  $U_{\text{исп}}$  большим: это увеличит процент брака при испытаниях, а надежность прошедших испытание конденсаторов при этом не будет выше.

Величина  $E_{\text{пр}}^{\text{кр}}$  зависит от толщины рабочего диэлектрика конденсатора  $h$  (рис. 12.19). Электрическое поле в конденсаторе всегда неоднородно из-за краевого эффекта на закраинах, который усиливается с увеличением  $h$ . Поэтому зависимость  $E_{\text{пр}}$  от  $h$  носит нелинейный характер, и с увеличением толщины  $E_{\text{пр}}^{\text{кр}}$  уменьшается в связи с возрастанием неоднородности электрического поля. При малых толщинах диэлектрика, соизмеримых с дефектами строения материала,  $E_{\text{пр}}^{\text{кр}}$  уменьшается из-за увеличения вероятности пробоя по «слабым» местам. На этом участке наблюдается зависимость  $E_{\text{пр}}^{\text{кр}}$  от площади электродов  $S$ : в конденсаторе с большей

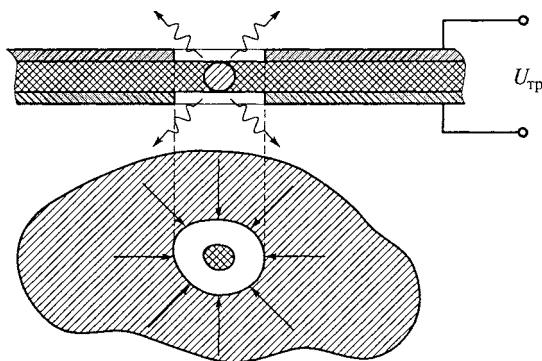


Рис. 12.20. Явление самовосстановления электрической прочности металлизированного конденсатора

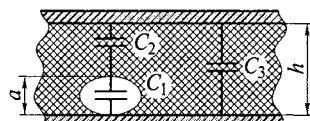
площадью  $S$  число «слабых» мест, находящихся в электрическом поле, возрастает и увеличивается вероятность пробоя.

В металлизированных конденсаторах (в них в качестве обкладок используются тонкие металлические пленки, нанесенные на диэлектрик) увеличения  $E_{\text{пр}}^{\text{кр}}$  можно достичнуть за счет электрической тренировки. При подаче на обкладки напряжения тренировки  $U_{\text{тр}}$  в месте расположения дефекта (например, проводящего включения) будет протекать большой ток (рис. 12.20), линии тока при этом стягиваются к дефекту, и вблизи него плотность тока в обкладке становится наибольшей. Величина  $U_{\text{тр}}$  выбирается такой, чтобы в месте дефекта ток нагревал металлическую пленку до плавления и испарения. При этом из-за удаления пленки дефект становится изолированным от обкладки. Ввиду малости дефекта размеры удаленных участков обкладки составляют сотые доли миллиметра, величина емкости конденсатора при этом практически не изменяется. Это явление называется *самовосстановлением электрической прочности*.

В конденсаторах с воздушными и газовыми порами эффективна пропитка, при которой газ в порах заменяется на жидкий или твердый диэлектрик (затвердевший компаунд).

Конденсатор с воздушным включением можно представить эквивалентной схемой, приведенной на рис. 12.21, где  $C_1$  — емкость воздушной поры толщиной  $a$ ;  $C_2$  — емкость диэлектрика в месте расположения поры;  $C_3$  — емкость неповрежденной части

Рис. 12.21. Эквивалентная схема конденсатора с воздушными включениями



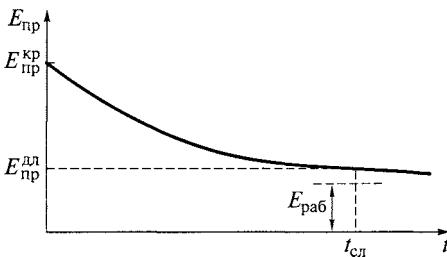


Рис. 12.22. Кривая жизни конденсатора

диэлектрика толщиной  $h$ . При подаче на обкладки переменного напряжения  $U$  оно распределяется между емкостями  $C_1$  и  $C_2$ :

$$\begin{aligned} U &= U_1 + U_2 = U_1(1 + U_2/U_1) = U_1(1 + C_1/C_2) = \\ &= U_1[1 + \epsilon_{\text{в}}(h - a)/(\epsilon_{\text{д}}a)], \end{aligned} \quad (12.18)$$

где  $\epsilon_{\text{в}}$  и  $\epsilon_{\text{д}}$  — диэлектрические проницаемости воздуха и диэлектрика соответственно.

Если  $U_1$  достигнет значения пробивного напряжения воздуха  $U_{\text{пр.в}}$ , то в поре произойдет ионизация, при этом в соответствии с формулой (12.18) напряжение ионизации

$$U_{\text{ион}} = (U_{\text{пр.в}}/\epsilon_{\text{в}}a)[\epsilon_{\text{в}}h + a(\epsilon_{\text{д}} - \epsilon_{\text{в}})]. \quad (12.19)$$

После пропитки конденсатора жидким диэлектриком напряжение его ионизации

$$U'_{\text{ион}} = \frac{U_{\text{пр.ж}}}{\epsilon_{\text{д}}a} [\epsilon_{\text{ж}}h + a(\epsilon_{\text{д}} - \epsilon_{\text{ж}})],$$

где  $\epsilon_{\text{ж}}$  и  $U_{\text{пр.ж}}$  — диэлектрическая проницаемость и пробивное напряжение жидкого диэлектрика соответственно.

Так как  $U_{\text{пр.ж}} > U_{\text{пр.в}}$ ;  $\epsilon_{\text{ж}} > \epsilon_{\text{в}}$ , то  $U'_{\text{ион}} > U_{\text{ион}}$ .

Напряженность электрического поля при ионизации

$$E_{\text{ион}} = U'_{\text{ион}}/h = \frac{U_{\text{пр.ж}}}{\epsilon_{\text{д}}a} [\epsilon_{\text{ж}} + \frac{a}{h}(\epsilon_{\text{д}} - \epsilon_{\text{ж}})], \quad (12.20)$$

уменьшается с увеличением  $h$  (пунктир на рис. 12.19), что необходимо учитывать при выборе оптимального интервала толщин рабочего диэлектрика.

С течением времени пребывания конденсатора под напряжением его электрическая прочность снижается. Этот процесс обусловлен *старением* конденсатора. Приведенную на рис. 12.22 зави-

симость называют *кривой жизни конденсатора*. Поэтому наряду с кратковременной электрической прочностью, определяемой на свежеизготовленных конденсаторах при быстрых испытаниях, приходится проводить испытания для определения электрической прочности конденсатора в конце гарантированного срока службы  $t_{\text{сл}}$ , которая называется *длительной электрической прочностью*  $E_{\text{пр}}^{\text{дл}}$ . Эти испытания позволяют установить номинальное (рабочее) напряжение  $U_{\text{ном}}$ , которое является одним из основных параметров конденсатора

$$U_{\text{ном}} = E_{\text{раб}} h,$$

где  $E_{\text{раб}}$  — рабочая напряженность электрического поля в конденсаторе.

Обычно выбирают  $E_{\text{раб}} < E_{\text{пр}}^{\text{дл}}$  с небольшим (10...20 %) запасом. Наиболее точно определить  $E_{\text{пр}}^{\text{дл}}$  можно по результатам испытаний, продолжительность которых превышает  $t_{\text{сл}}$ . Партию конденсаторов из числа выдержавших воздействие  $U_{\text{исп}}$  в количестве 500...1 000 шт. разбивают на группы по 50...100 шт. Каждую из  $n$  групп устанавливают под определенное напряжение  $U_i$  (ему соответствует  $E_i$ , где  $i = 1, 2, \dots, n$ ) и отмечают время наработки с момента включения напряжения до момента пробоя для каждого конденсатора, входящего в группу. Неизбежный разброс времени наработки в каждой группе отмечается на кривой интегральной вероятности пробоя (рис. 12.23). Для ее построения по оси абсцисс откладывают время наработки конденсаторов  $\tau$ , а по оси ординат — число конденсаторов  $N$ , %, пробитых за данное или любое меньшее время. За время  $\tau_{\text{max}}$  пробиваются все 100 % конденсаторов, на оси абсцисс отмечают  $\tau_{\text{min}}$  — время пробоя первого конденсатора из группы. Испытания обычно проводят до выхода из строя более 50 % конденсаторов, отмечая  $\tau_{\text{cp}}$ . По полученной кривой для  $i$ -й

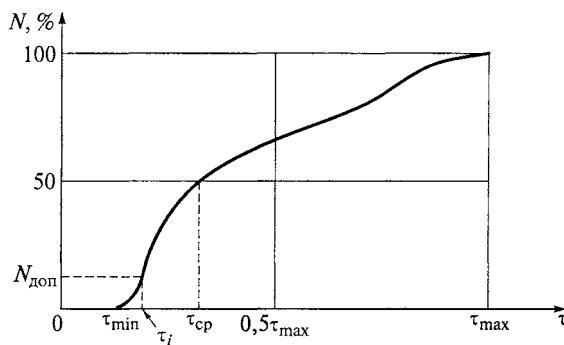


Рис. 12.23. Кривая интегральной вероятности пробоя конденсатора

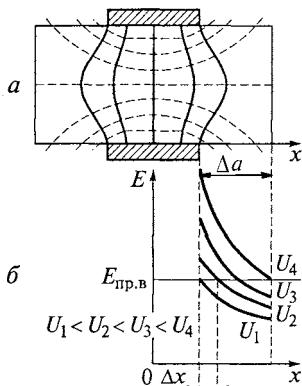


Рис. 12.24. Поверхностный пробой конденсатора:  
а — картина силовых линий электрического поля в конденсаторе; б — распределение напряженности электрического поля вдоль закраины при различных напряжениях

группы устанавливают для выбранного допустимого уровня  $N_{\text{доп}}$  значение  $\tau_i$ . Величина  $N_{\text{доп}}$  зависит от назначения и необходимой надежности конденсаторов (обычно  $N_{\text{доп}} = 1 \dots 10\%$ ). Определенные для всех групп значения  $E_1 \dots E_n$  и  $\tau_1 \dots \tau_n$  указывают в системе координат  $E(t)$  (см. рис. 12.22) и получают кривую жизни конденсатора (если  $E_1 > E_2$ , то  $\tau_1 < \tau_2$ ).

Основная причина старения конденсаторов — ионизация воздушных и газовых включений. За счет ионизации в диэлектрике может возникнуть ионизационный пробой (разновидность теплового пробоя), а также появляются условия для развития электрохимического пробоя (см. подразд. 6.6). Наиболее интенсивно ионизация происходит на переменном напряжении.

Самым эффективным методом борьбы с ионизацией является пропитка (см. формулу (12.20)). Повысить надежность конденсаторов можно путем правильного выбора коэффициента запаса по электрической прочности. Так как старение в органических диэлектриках проявляется быстрее, то в конденсаторах с их использованием  $K_{\text{зап}}$  увеличивают до 10.

Если в конденсаторе используется диэлектрик с высокой электрической прочностью, то при повышении напряжения на конденсаторе его пробой может произойти не только через толщу диэлектрика, но и по поверхности закраины. Это явление, называемое *поверхностным пробоем*, или *поверхностным перекрытием* конденсатора, было описано в подразд. 6.7. По существу, при поверхностном пробое пробивается среда, находящаяся у поверхности диэлектрика, так как наличие закраины приводит к возникновению краевого эффекта и неоднородности электрического поля. Рассмотрим подробнее процессы, происходящие на закраине конденсатора шириной  $\Delta a$ , полагая, что окружающей средой является воздух. Силовые линии электрического поля между обкладками параллельны, а вблизи закраины они искривляются. Если построить линии равного потенциала (пунктир на рис. 12.24, а), то мож-

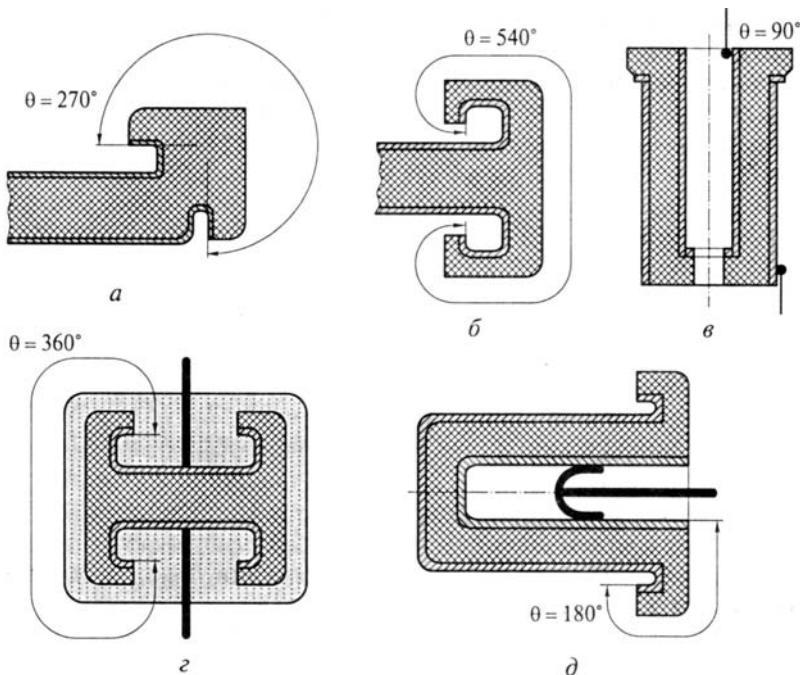


Рис. 12.25. Конструкции высоковольтных керамических конденсаторов: *а, б* — дисковые; *в* — трубчатый; *г* — опрессованный компаундом; *д* — горшковый

но убедиться, что наряду с изменением потенциала по толщине диэлектрика возникает разность потенциалов (электрическое поле) на поверхности закраины вдоль координаты *x*. Напряженность этого поля  $E_x$  пропорциональна приложенному к конденсатору напряжению *U* и плотности силовых линий  $dU/dx$  — она максимальна у края электрода (рис. 12.24, *б*). Поле  $E_x$  действует на воздух, находящийся у поверхности закраины, и если  $E_x$  больше пробивной напряженности воздуха  $E_{пр,в}$ , на участке  $\Delta x$  при  $U = U_2$  возникнет *коронный разряд*, который при увеличении напряжения до  $U_3$  может превратиться в *скользящий разряд*. Очевидно, что при  $U_1 \geq U_{ион}$  в конденсаторе возникают ионизационные потери, а при напряжении  $U_4 = U_{пер}$  ионизация возможна в пределах всей закраины, и газовый разряд соединит обкладки — произойдет поверхностное перекрытие конденсатора.

Высоких значений  $U_{ион}$  и  $U_{пер}$  можно достигнуть за счет улучшения однородности электрического поля у краев электродов и увеличения пути перекрытия. Например, в высоковольтных керамических конденсаторах для этого изменяют форму диэлектрика и электродов (рис. 12.25).

В дисковых керамических конденсаторах металлизированные электроды углубляют внутрь диэлектрика, а края электродов разворачивают относительно плоскости диска. Конфигурацию таких конденсаторов характеризуют углом разворота обкладок  $\theta$ . На рис. 12.25, *a*, *б* показаны сечения дисковых конденсаторов с  $\theta$  до  $540^\circ$ . Угол разворота обкладок можно также указать для высоковольтных трубчатых (рис. 12.25, *в*) и горшковых (рис. 12.25, *г*) конденсаторов.

Существенное увеличение  $U_{\text{ион}}$  и  $U_{\text{пер}}$  можно получить при замене воздуха у поверхности закраины на твердый диэлектрик, например путем опрессовки конденсатора эпоксидным компаундом (рис. 12.25, *д*).

## 12.7. УДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНДЕНСАТОРОВ

Для сравнения между собой по свойствам конденсаторов различных типов используют удельные характеристики. Они представляют собой отношение основных параметров конденсатора к его объему. Свойства конденсатора во многом определяются свойствами использованного в нем рабочего диэлектрика, поэтому при расчете удельных характеристик учитывают активный (поляризумный) объем диэлектрика  $V_a$ .

*Удельная емкость*  $c_{\text{уд}}$  — это основная удельная характеристика, позволяющая сравнивать между собой по габаритным размерам все типы конденсаторов.

Для плоского конденсатора  $V_a = S_a h$  и

$$c_{\text{уд}} = \epsilon_0 \epsilon / h^2. \quad (12.21)$$

Увеличение удельной емкости можно получить, применяя материалы с высокой относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и уменьшая толщину рабочего диэлектрика. Наибольшей удельной емкостью (до  $500 \text{ } \Phi/\text{м}^3$ ) обладают оксидные конденсаторы, что объясняется малой толщиной рабочего диэлектрика оксидных слоев металлов  $h_{\text{ок}}$ , для них  $h_{\text{ок}} = 0,05 \dots 1 \text{ } \mu\text{м}$  при  $\epsilon = 10 \dots 30$ . Близки к ним ( $c_{\text{уд}}$  до  $200 \text{ } \Phi/\text{м}^3$ ) низковольтные многослойные керамические конденсаторы, в них при толщине ди-

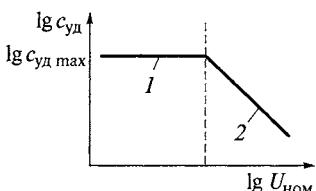


Рис. 12.26. Связь между удельной емкостью и номинальным напряжением конденсаторов:  
1 —  $h = \text{const}$ ; 2 —  $E_{\text{раб}} = \text{const}$

электрика до 3 мкм используются сегнетокерамические материалы с  $\epsilon$  до 20 000.

Удельная емкость конденсатора связана с его номинальным напряжением  $U_{\text{ном}}$ , так как толщина диэлектрика выбирается в соответствии с формулой (12.17) из условия обеспечения электрической прочности. При этом  $h = U_{\text{ном}}/E_{\text{раб}}$ , и выражение (12.21) после логарифмирования имеет вид

$$\lg c_{\text{уд}} = A - 2 \lg U_{\text{ном}},$$

где  $A$  — постоянная величина.

На рис. 12.26 показана связь между  $c_{\text{уд}}$  и  $U_{\text{ном}}$ . Для того чтобы получить эту связь, необходимо рассмотреть совокупность конденсаторов, изготовленных на разные  $U_{\text{ном}}$  с использованием одного и того же диэлектрика, определив  $c_{\text{уд}}$  для каждого из них. Каждому конденсатору на рис. 12.26 соответствует одна точка, а через совокупность всех точек может быть проведена прямая линия.

Очевидно, что при изготовлении конденсатора с большим  $U_{\text{ном}}$  требуется увеличивать  $h$ , при этом удельная емкость становится меньше (участок 2 на рис. 12.26). Однако для любого диэлектрического материала можно указать некоторую минимальную толщину  $h_{\text{min}}$  (см. рис. 12.19), ниже которой  $E_{\text{пр}}^{\text{кр}}$  из-за влияния «слабых» мест становится недопустимо малой. При этом удельная емкость достигает максимально возможной для данного диэлектрика величины  $c_{\text{уд max}} = \epsilon_0 \epsilon / h_{\text{min}}^2$ . В современных низковольтных многослойных конденсаторах, имеющих различные  $U_{\text{ном}}$ , используются диэлектрические слои с одинаковой толщиной (участок 1 на рис. 12.26, на котором  $c_{\text{уд}}$  постоянна).

Удельная энергия  $w_{\text{уд}}$  — это параметр, который позволяет сравнивать конденсаторы, используемые в импульсных схемах в качестве накопителей энергии  $W = CU^2/2$ :

$$w_{\text{уд}} = \frac{CU_{\text{ном}}^2}{2V_a} = \frac{\epsilon_0 \epsilon U_{\text{ном}}^2}{2h^2} = \epsilon_0 \epsilon E_{\text{раб}}^2 / 2.$$

Измеряют  $w_{\text{уд}}$  в исторически сложившихся единицах — джоулях на литр. Первые конденсаторы, появившиеся в середине XVIII в., использовались в качестве накопителей энергии и представляли собой стеклянную банку (рабочий диэлектрик), снаружи оклеенную фольгой (один электрод) и наполненную водой или металлическими шариками (второй электрод).

Для получения большой  $w_{\text{уд}}$  нужно использовать диэлектрик, обладающий прежде всего большой электрической прочностью, а также высокой  $\epsilon$ . Максимальной удельной энергией (до 500 Дж/л) об-

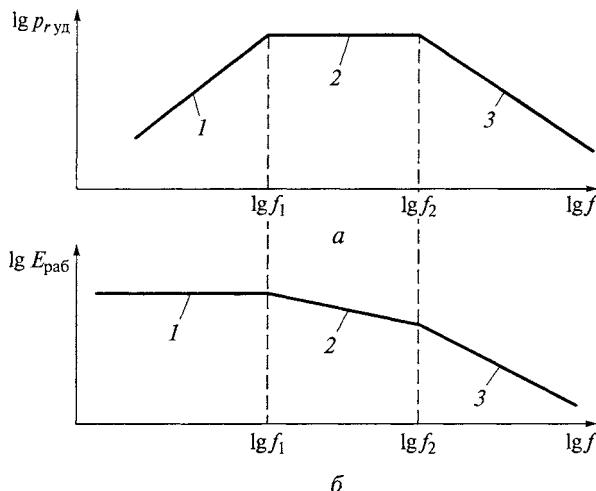


Рис. 12.27. Частотные зависимости удельной реактивной мощности (а) и рабочей напряженности электрического поля (б):

$$1 - E_{\text{раб}} = \text{const}; \quad 2 - E_{\text{раб}} \sim \frac{1}{\sqrt{f}}; \quad 3 - E_{\text{раб}} \sim \frac{1}{f}$$

ладают пленочные (при больших  $U_{\text{ном}}$ ) и оксидные (при малых  $U_{\text{ном}}$ ) конденсаторы.

*Удельная реактивная мощность*  $p_{r\text{уд}}$  применяется для сравнения силовых конденсаторов, используемых для создания необходимого сдвига фаз между током и напряжением или для генерирования мощности:

$$p_{r\text{уд}} = U_{\text{ном}}^2 \omega C / V_a = U_{\text{ном}}^2 \omega \epsilon \epsilon_0 / h^2 = E_{\text{раб}}^2 \omega \epsilon \epsilon_0. \quad (12.22)$$

Высокая  $p_{r\text{уд}}$  может быть получена в конденсаторах, имеющих диэлектрик с большой электрической прочностью и высокой  $\epsilon$ . При этом  $p_{r\text{уд}}$  зависит от частоты (рис. 12.27). Известно (см. подразд. 6.6), что электрическая прочность твердых диэлектриков уменьшается с увеличением температуры, а температура конденсатора определяется рассеиваемой в нем мощностью, которая, в свою очередь, зависит от частоты. При малых частотах потери в конденсаторе невелики (см. подразд. 12.6), его нагрев незначителен  $p_{r\text{уд}} \sim f$  (участок 1 на рис. 12.27, а). Выбранную в соответствии с формулой (12.17)  $E_{\text{раб}}$  можно считать не зависящей от частоты (участок 1 на рис. 12.27, б). При  $f > f_1$  вследствие возрастания диэлектрических потерь нагрев конденсатора увеличивается и, в целях предотвращения теплового пробоя приходится снижать  $E_{\text{раб}}$  (участок 2 на рис. 12.27, б). При частотах  $f_1 < f < f_2$  в соответствии с формулой (6.47)

$$E_{\text{раб}} \sim \sqrt{1/(f \operatorname{tg} \delta_k)},$$

при подстановке в формулу (12.22) получаем, что в этом случае  $p_{r\text{уд}}$  не зависит от частоты (участок 2 на рис. 12.27, *a*). Если  $f > f_2$ , то нельзя полагать, что  $\operatorname{tg} \delta_k$  не зависит от частоты. На высоких частотах преобладающими становятся потери в металлических частях конденсатора (участок 3 рис. 12.27, *a*), при этом в соответствии с формулой (12.16)  $\operatorname{tg} \delta_k \sim f$ . Напряженность поля в конденсаторе приходится снижать ( $E_{\text{раб}} \sim 1/f$ ), поэтому  $p_{r\text{уд}}$  также будет уменьшаться пропорционально  $f$  (участок 3 на рис. 12.27, *a*). Наибольшей  $p_{r\text{уд}}$  (до 30 Гвар/м<sup>3</sup>) обладают пленочные конденсаторы.

*Удельный заряд*  $q_{\text{уд}}$  характеризует оксидные конденсаторы, в них рабочим диэлектриком является тонкая пленка оксида металла. При этом

$$q_{\text{уд}} = CU_{\text{ном}}/V_a = U_{\text{ном}}C_{\text{уд}} = \epsilon_0 \epsilon U_{\text{ном}}/h^2 = \epsilon_0 \epsilon E/h.$$

Наибольшим удельным зарядом обладают конденсаторы с большой  $\epsilon$  оксида металла и малой толщиной оксидного слоя при его высокой электрической прочности. Лучшими считаются танталовые оксидные конденсаторы (см. подразд. 12.11), в которых  $q_{\text{уд}}$  достигает значения 10<sup>5</sup> Кл/м<sup>3</sup>.

## 12.8. КОНДЕНСАТОРЫ НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

**Преимущества и недостатки.** В качестве рабочего диэлектрика конденсаторов применяются следующие неорганические материалы: керамика, неорганические стекла, ситаллы и слюда. С точки зрения конденсаторостроения эти материалы имеют ряд положительных свойств:

- неорганический диэлектрик, обладая высокой механической прочностью, может служить основой конструкции конденсатора;
- большая нагревостойкость неорганических диэлектриков позволяет получать конденсаторы, способные работать при высоких температурах;
- из-за высокой химической стабильности неорганических диэлектриков конденсаторы на их основе мало подвержены старению;
- при изготовлении конденсаторов могут быть использованы групповые методы технологий (одновременная обработка многих изделий), что позволяет автоматизировать производство и снизить стоимость конденсаторов.

Общим недостатком неорганических диэлектриков является трудность получения малых толщин, обеспечивающих механическую и электрическую прочность конденсаторов. Но этот недостаток удалось устранить, применяя конденсаторы многослойной конструкции.

Наибольшее распространение в современной электронике получили керамические конденсаторы, на их долю приходится более 60 % всех выпускаемых в мире конденсаторов. Керамика и конденсаторы на ее основе обладают рядом существенных преимуществ:

- исходное сырье для производства керамики (см. подразд. 7.8) относительно дешево и недефицитно;
- конструкция керамических конденсаторов сравнительно проста, их производство поддается почти полной автоматизации. Эти два фактора обусловливают невысокую стоимость керамических конденсаторов;
- электрические и эксплуатационные параметры керамических конденсаторов могут быть изменены в широких пределах путем выбора состава керамики и технологических режимов ее изготовления.

Единственным существенным недостатком керамики является ее низкая электрическая прочность. Она лежит в пределах от 40 до 4 МВ/м (чем выше  $\epsilon$ , тем меньше  $E_{\text{пр}}$ ).

По классификации МЭК керамические конденсаторы подразделяются по назначению на три типа.

**Первый тип.** Это конденсаторы, предназначенные для использования в резонансных контурах и других цепях, где малые потери и высокая стабильность емкости имеют существенное значение. Часто конденсаторы первого типа называют высокочастотными. Их отличительной чертой является линейная зависимость емкости от температуры, которую можно оценить нормированным температурным коэффициентом емкости (см. рис. 12.4 и 12.5). В соответствии с классификацией МЭК вводится кодированное обозначение и рекомендованные значения ТКЕ (см. табл. 12.1).

**Второй тип.** Это конденсаторы, предназначенные для использования в цепях фильтрации, блокировки и развязки или в других цепях, где малые потери и высокая стабильность емкости не имеют существенного значения, — такие конденсаторы называются низкочастотными. Рабочим диэлектриком конденсаторов второго типа является сегнетокерамика, для которой характерна нелинейная зависимость  $\epsilon$  от температуры. Поэтому для конденсаторов второго типа задавать ТКЕ не имеет смысла, их температурную стабильность определяют группой по ТКЕ (см. рис. 12.6). Кодированные обозначения группы по ТКЕ для отечественных конденсаторов указаны в табл. 12.2.

В мировой практике широко распространена классификационная система США, по которой температурная стабильность емкости конденсаторов жестко привязана к интервалу рабочих температур.

Группа по ТКЕ кодируется тремя символами: первым (буквенным), обозначающим нижнюю границу интервала рабочих температур, вторым (цифровым), обозначающим верхнюю границу интервала рабочих температур, и третьим (буквенным), обозначающим допустимое изменение емкости в интервале рабочих температур. Значения символов выбираются по табл. 12.3.

Наиболее совершенная система классификации керамических конденсаторов второго типа по температурной стабильности принятая МЭК.

В этой классификации (табл. 12.4) группа по ТКЕ также жестко увязана с интервалом рабочих температур, кроме того, учитывается свойственная конденсаторам второго типа зависимость их емкости от напряженности электрического поля (см. подразд. 8.2).

**Третий тип.** Это конденсаторы на основе полупроводниковой керамики, предназначенные для использования в тех же цепях, что и конденсаторы второго типа, но имеющие ряд особенностей.

Используя керамику определенного состава, можно получить конденсатор того или иного типа с заданным набором параметров.

Таблица 12.3

## Классификация конденсаторов второго типа по системе США

Классификационный символ	Обозначение символа и значение величин						
Первый (буквен-ный)	Обозначение	X		Y		Z	
	Нижняя рабочая температура, °C	-55		-30		+10	
Второй (цифро-вой)	Обозначение	2	4	5	6	7	
	Верхняя рабочая температура, °C	+45	+65	+85	+105	+125	
Третий (буквен-ный)	Обозначение	F	P	R	S	T	U
	Допустимое изменение емкости, не более, %	±7,5	±10	±15	±22	+22...-33	+22...-56

Таблица 12.4

## Классификация конденсаторов второго типа по температурной стабильности емкости согласно МЭК

Обозначение подкласса конденсаторов	Относительное изменение емкости в интервале температур, не более, %		Категория температур, °C			
	Без напряжения	Под nominalным напряжением постоянного тока	-55...+125	-55...+85	-40...+85	-25...+85
2B	±10	+10...-15	-	+	+	+
2C	±20	+20...-30	+	+	+	-
2D	+20...-30	+20...-40	-	-	+	-
2E	+22...-56	+22...-70	-	+	+	+
2F	+30...-80	+30...-90	-	+	+	+
2R	±15	+15...-40	+	-	-	-
2X	±15	+15...-25	+	-	-	-

Причение. Знаком «+» указаны предпочтительные группы по ТКЕ.

Таблица 12.5

## Классификация высокочастотных конденсаторных материалов

Класс	Группа	$\epsilon$ при 20 °C	$\alpha_\epsilon \cdot 10^6$ , K <sup>-1</sup>	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^4$ (1 МГц), не более	$E_{\text{пп}}$ , МВ/м	Группа по ТКЕ
1	д	>240	$-1500 \pm 300$	8	6	M1500
	е	>130	$-1500 \pm 200$	6	6	M1500
2	а	>240	$-750 \pm 100$	8	6	M750
	б	>65	$-750 \pm 100$	6	8	M750
3	в, г	30...70	$-47 \pm 30$	6	8	M47
	е, ж	30...70	$0 \pm 30$	6	8	МПО
	к	>30	$+33 \pm 30$	6	8	П33

**Керамические конденсаторы первого и второго типов.** Свойства отечественных керамических конденсаторных материалов регламентируются стандартом ОСТ 11.0309—86, который соответствует рекомендациям МЭК. Особенностью построения этого стандарта является нормирование характеристик керамических материалов по классам и группам независимо от химического состава материала. Параметры наиболее часто используемых групп конденсаторных керамических материалов приведены в табл. 12.5 и табл. 12.6.

Керамические материалы, относящиеся к одной и той же группе стандарта и обладающие близкими свойствами, могут быть получены при спекании керамических масс, имеющих различный хи-

Таблица 12.6

## Классификация низкочастотных конденсаторных материалов

Класс	Группа	$\epsilon$ при 20 °C	$\Delta C/C_{\text{ном}}$ , %	$\operatorname{tg}\delta$ (1 МГц), не более	$E_{\text{пп}}$ , МВ/м	Группа по ТКЕ
4	а	>900	$\pm 30$	0,002	5	H50
5	а	>1 400	$\pm 10$	0,025	4	H10
	б	>2 000	$\pm 20$	0,025	4	H20
	в	>2 500	$\pm 25$	0,025	4	H30
	д	>3 000	$\pm 50$	0,03	3	H50
	е	>4 000	$\pm 70$	0,03	3	H70
	и	>9 000	Не нормируется	0,03	3	H90

мический состав. В то же время набор основных кристаллических фаз, встречающихся в конденсаторах с определенной группой по ТКЕ ( $\alpha_\varepsilon$ ), сравнительно невелик.

В конденсаторах первого типа с отрицательным ТКЕ используются керамические материалы (их называют тикондами) на основе рутила  $TiO_2$ , перовскита  $CaTiO_3$ , титаната стронция  $SrTiO_3$ . Такие материалы (классы 1 и 2, см. табл. 12.5) имеют сравнительно большие значения  $\varepsilon$ , но одновременно увеличивается абсолютное значение ТКЕ.

Для улучшения температурной стабильности в состав керамики вводят кристаллическую фазу с положительным ТКЕ, но при этом снижается  $\varepsilon$  материала (класс 3). Кристаллофазы с  $TKE < 0$  и с  $TKE > 0$  образуют системы твердых растворов, в которых путем изменения состава можно получать материалы с  $TKE \approx 0$  (их называют *термокондами*), а также керамику с небольшими по абсолютному значению положительными и отрицательными ТКЕ. К этой группе материалов относится лантановая керамика (твердые растворы  $LaAlO_3 - CaTiO_3$ ), цирконды ( $TiO_2 - ZrO_2$ ;  $CaTiO_3 - CaZrO_3$ ) и станнатная керамика ( $CaSnO_3 - CaZrO_3$ ).

Основой конденсаторной сегнетокерамики, используемой в конденсаторах второго типа, являются сегнетоэлектрики кислородно-октаэдрического типа, главным образом  $BaTiO_3$  тетрагональной структуры, которая существует в интервале температур от 0 до 120 °C, имеет доменное строение и обладает спонтанной поляризованностью. При комнатной температуре  $\varepsilon \approx 1500$  (рис. 12.28, кривая 1), вблизи точки Кюри ( $T_K = 120$  °C)  $\varepsilon$  достигает значений 6 000...8 000, выше  $T_K$  возникает кубическая структура, и доменная поляризация исчезает. Для получения материалов с различными группами по ТКЕ (см. табл. 12.6) используются четыре основных варианта выбора состава композиций.

1. В керамику на основе  $BaTiO_3$  вводят несегнетоэлектрическую компоненту, понижающую температуру Кюри и вызывающую размытие максимума при температуре фазового перехода от тетрагональной к кубической структуре благодаря образованию твердого раствора. В качестве таких компонентов могут использоваться цирконаты и станнаты кальция и бария (кривая 2 на рис. 12.28). Материалы этого вида имеют точку Кюри вблизи комнатной температуры, значение  $\varepsilon$  доходит до 10 000, но при этом возрастает  $tgb$  и ухудшается температурная стабильность. Это группы по ТКЕ, относящиеся к Н90 и Н70.

2. Создается гетерогенная система на основе двух сегнетоэлектрических фаз *A* и *B*, отличающихся  $\varepsilon$  и  $T_K$ . Если фазой *A* является  $BaTiO_3$ , а фаза *B* имеет более высокую  $T_K$  (например,  $PbTiO_3$ ), то вблизи комнатной температуры изменение  $\varepsilon$  оказывается менее заметным (кривая 3 на рис. 12.28). Если фаза *B* имеет  $T_K$ , лежащую в области отрицательных температур ( $SrTiO_3$  или  $Bi_4Ti_3O_{12}$ ), то в

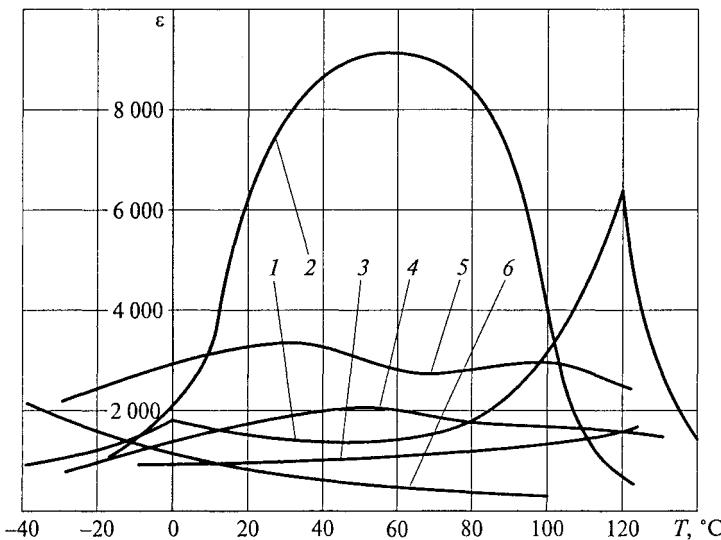


Рис. 12.28. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости низкочастотных конденсаторных материалов:

1 — чистый  $\text{BaTiO}_3$ ; 2 — твердый раствор  $(\text{Ba}_x\text{Ca}_{1-x})(\text{Ti}_{1-y}\text{Zr}_y)\text{O}_3$ ; 3 — двухфазная гетерогенная система  $A-B$  с  $T_{\text{K}}(B) > T_{\text{K}}(A)$ ; 4 —  $T_{\text{K}}(B) < T_{\text{K}}(A)$ ; 5 —  $T_{\text{K}}(B) \approx T_{\text{K}}(A)$ ; 6 —  $T_{\text{K}}(A) \ll T_{\text{min}}$

результате получаем сильно размытый и слаженный максимум  $\epsilon$  вблизи комнатной температуры (кривая 4 на рис. 12.28). Материалы этих двух типов имеют группы по ТКЕ, относящиеся к H10, H15 и H20, значения  $\epsilon$  не превышают 2 000.

3. Керамика представляет собой композицию из двух сегнетоэлектрических фаз с высокой  $\epsilon$  и близкими значениями  $T_{\text{K}}$ , лежащими в рабочем интервале температур. Подбором типа и концентрации фаз  $A$  и  $B$  стараются получить керамические материалы со слабо изменяющейся  $\epsilon$  в широком интервале температур (кривая 5 на рис. 12.28).

Примером таких материалов являются смеси  $\text{Ba}(\text{Ti}, \text{Sn})\text{O}_3 - (\text{Ba}, \text{Ni})\text{TiO}_3$  или  $\text{BaTiO}_3 - \text{Nb}_2\text{O}_5$ ,  $\text{BaTiO}_3 - \text{Sm}_2\text{O}_3$ . Для этих материалов  $\epsilon = 2\,500 \dots 4\,500$ , группы по ТКЕ — H30 и H50. Керамика, полученная по первым трем вариантам относится к классу 5; при ее изготовлении часто используются спеки (см. далее).

4. Кристаллическую основу керамики образуют одна или две сегнетоэлектрические фазы, у которых  $T_{\text{K}} < T_{\text{min}}$ . В рабочем интервале температур эти материалы не являются сегнетоэлектриками (их  $\text{tg}\delta$  мал), но сохраняют сравнительно высокую  $\epsilon = 800 \dots 900$ , обусловленную электронно-релаксационной поляризацией (кривая 6 на рис. 12.28). Примером таких материалов, относящихся к

классу 4, являются гетерогенные композиции на основе титанатов стронция и висмута.

Современные керамические материалы имеют сложный химический состав, их свойства в большой степени зависят от соотношения входящих в керамику компонентов. Часть этих химических веществ получается при термическом синтезе во время обжига, а часть вводится в виде природных сырьевых материалов или в виде продуктов химической переработки (оксиды и соли). Оксиды и карбонаты являются также исходными материалами, участвующими в термическом синтезе кристаллических фаз керамики.

Если в состав керамики входят кристаллические фазы с различной температурой синтеза, то в состав шихты при изготовлении изделия из керамики входят *спеки*, представляющие собой предварительно полученные (размолотые в порошок после предварительного обжига), как правило, высокотемпературные фазы.

Можно выделить следующие основные базовые конструкции керамических конденсаторов: дисковая, пластинчатая, трубчатая, секционная и монолитная. Первые три из перечисленных конструкций были рассмотрены в подразд. 12.11 (см. рис. 12.2, *а*, *б*, *г*).

Заготовки *дисковых* и *пластинчатых* конденсаторов получают методами прессования порошка или вырубкой из эластичной керамической пленки, полученной путем *экструзии* (протяжка пластичной массы через фильтру). После обжига заготовки покрывают металлодержащей пастой (Ag, Ni, Cu), при нагревании которой путем вжигания получают электроды, затем к электродам припаивают выводы и проводят влагозащиту конденсатора. В серийном производстве весь технологический процесс автоматизирован, поэтому дисковые и пластинчатые конденсаторы относятся к числу наиболее дешевых радиодеталей. Так как из условия обеспечения механической прочности толщина керамики ограничена размером 0,15...0,2 мм, удельная емкость таких конденсаторов не превышает  $0,1 \text{ } \Phi/\text{м}^3$ .

Основой *секционного* конденсатора является керамический блок, заготовки которого получают методом горячего литья под давлением. Внутри блока расположены пазы, которые металлизируются путем вжигания серебряной пасты. Четные и нечетные пазы соединены электродами и выходят на противоположные стороны блока, к которым припаиваются выводы. Такой конденсатор является многослойным, и его емкость можно рассчитать, пользуясь формулой (12.3). Толщина стенок между пазами может быть уменьшена до 70 мкм, что позволяет в этих конденсаторах получать удельные емкости до  $0,5 \text{ } \Phi/\text{м}^3$ .

В конструкции *монолитного* конденсатора конденсаторная секция представляет собой плотно спеченный пакет из чередующихся слоев керамического диэлектрика и металлического электрода. Электроды соединены между собой так, что отдельные слои кон-

денсаторной секции включены параллельно (рис. 12.29, *а*). Многослойная монолитная конструкция является самой перспективной конструкцией керамических конденсаторов. Она позволила снять ограничения по толщине диэлектрика, присущие другим конструкциям вследствие недостаточной механической прочности керамики в тонких слоях. Толщина рабочих слоев диэлектрика зависит от номинального напряжения конденсатора и от характеристик выбранного керамического материала. Минимально возможная толщина диэлектрика каждого слоя определяется технологическими соображениями.

Принятая в настоящее время технология изготовления керамических пленок методом литья шликера (густой суспензии) на движущуюся подложку через фильтру с узкой щелью с последующим отделением пленки дает возможность получать монолитные конденсаторы с толщиной слоев диэлектрика от 200 до 3 мкм, а число слоев в пакете достигает 60...100 (рис. 12.29, *б*). При использовании низкочастотной керамики удельная емкость монолитных конденсаторов доходит до  $300 \text{ Ф/м}^3$ .

Основной особенностью технологии изготовления монолитных конденсаторов является совместное спекание слоев керамической пленки с металлическими электродами. Наибольшие удельные емкости могут быть получены в монолитных конденсаторах на основе титансодержащей сегнетокерамики (ее  $\epsilon$  достигает 20 000).

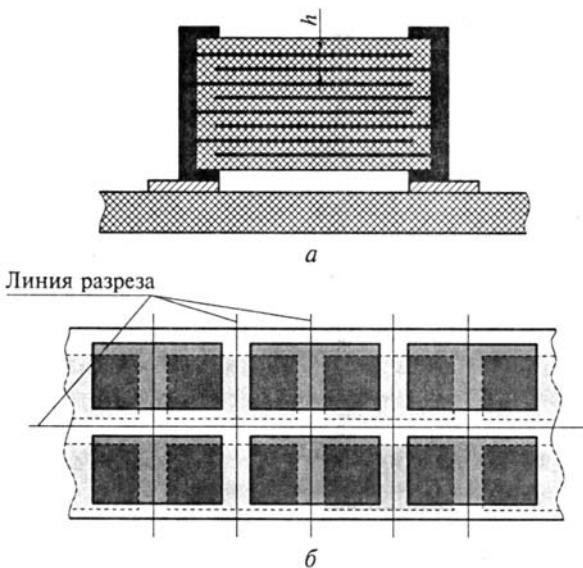


Рис. 12.29. Монолитный конденсатор:

*а* — конструкция чипа; *б* — сборка пакета при групповом изготовлении

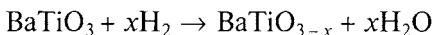
Однако обжиг при этом можно производить только в окислительной среде, так как в восстановительной среде титаносодержащая керамика приобретает свойства полупроводника (см. далее). Обжиг керамики происходит при температурах выше 1150 °С, поэтому в качестве материалов электродов можно применять только металлы и сплавы, мало окисляющиеся при обжиге. К ним относятся палладий, платина, платинопалладиевые сплавы и сплавы палладий—серебро. При изготовлении монолитных конденсаторов широко используются групповые методы технологии: на листы керамической пленки площадью 100...200 см<sup>2</sup> наносятся участки металлокондидной пасты, собирают и прессуют пакет (см. рис. 12.29, б), который перед обжигом разрезают на отдельные заготовки.

Широкое распространение получили безвыводные монолитные конденсаторы — чипы (см. рис. 12.29, а). Участки металлизации боковых поверхностей чипов не только соединяют четные и нечетные электроды, но и выполняют функции контактных площадок, с помощью которых осуществляется присоединение конденсатора к монтажной плате. По этой причине контактное покрытие конденсатора (его наносят после обжига) должно выдерживать операции облучивания и пайки на плату. Для покрытия контактной площадки применяют серебро, на которое наносят слой оловянно-свинцового припоя.

В последние годы появились монолитные конденсаторы, в конструкции которых удалось заменить тугоплавкие благородные металлы на менее дорогие молибденомарганцевые и никелевые сплавы. Это возможно, если использовать керамические материалы, не восстанавливающиеся при обжиге в защитных газовых средах (вместо титанатов используют цирконаты и танталаты щелочноzemельных металлов).

**Полупроводниковые керамические конденсаторы.** Титанат бария, являясь диэлектриком с удельным сопротивлением  $\rho_V \sim 10^{14}$  Ом · м при стехиометрическом соотношении компонентов, становится полупроводником с малым сопротивлением уже при незначительных отклонениях от стехиометрии, связанных с нарушением электронейтральности кристаллической решетки. В этом отношении свойства титаната бария подобны свойствам многих оксидных полупроводников, содержащих ионы с переменной валентностью. В таких полупроводниках проводимость регулируется числом разновалентных катионов в кристаллической решетке в соответствии с правилом контролируемой валентности. Согласно этому правилу валентное состояние катиона с переменной валентностью определяется его окружением в кристаллической решетке, т. е. оно может изменяться при частичном замещении этих катионов или при других изменениях состава, нарушающих электронейтральность решетки.

Одним из методов, приводящих к подобным изменениям состава титансодержащих материалов, является восстановление, происходящее при нагреве в среде с недостатком кислорода:



В результате восстановления кристаллическая решетка обогащается кислородными вакансиями, число которых ( $x$ ) зависит от температуры и времени восстановления. Избыток положительного заряда решетки согласно правилу контролируемой валентности компенсируется образованием эквивалентного числа трехвалентных ионов титана, создающих донорные уровни, наличие которых приводит к повышению проводимости. К возникновению полупроводниковых свойств титаната бария приводит также его легирование добавками, создающими донорные уровни. К ним относятся добавки оксидов металлов с валентностью выше двух, ионы которых замещают  $\text{Ba}^{2+}$ , и оксидов металлов с валентностью выше четырех, ионы которых замещают  $\text{Ti}^{4+}$  в кристаллической решетке  $\text{BaTiO}_3$ . Первую группу ионов составляют  $\text{Bi}^{3+}$ ,  $\text{Y}^{3+}$  и редкоземельные ионы от  $\text{La}^{3+}$  до  $\text{Er}^{3+}$  включительно, а вторую группу —  $\text{Ta}^{5+}$ ,  $\text{Nb}^{5+}$ ,  $\text{Sb}^{5+}$ ,  $\text{W}^{6+}$ ,  $\text{Mo}^{6+}$ .

Различают три вида конденсаторов на основе полупроводниковой керамики: конденсаторы с барьерным слоем, конденсаторы реоксидированного типа и конденсаторы с межзеренными изолирующими слоями. Принцип действия этих элементов показан на рис. 12.30.

В конденсаторах с барьерным слоем (рис. 12.30, *а*) между металлическим электродом и полупроводником, полученным методами восстановления или легирования, образуется обедненный носителями заряда барьерный слой, емкость которого используется в конденсаторе. Толщина такого слоя составляет единицы микро-

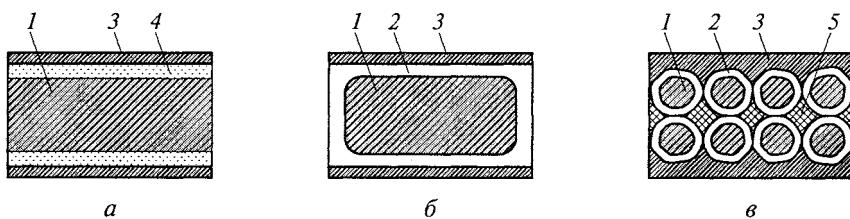


Рис. 12.30. Структура полупроводниковых керамических конденсаторов: *а* — с барьерным слоем; *б* — реоксидированного типа; *в* — с межзеренными изолирующими слоями; 1 — полупроводниковая керамика; 2 — диэлектрический слой; 3 — металлический электрод; 4 — барьерный слой; 5 — диэлектрическая связка

метров, поэтому конденсаторы имеют низкие рабочие напряжения.

Барьерный слой образуется в полупроводнике *n*-типа в том случае (рис. 12.31, *a*), если работа выхода электронов из полупроводника  $\Phi_n$  меньше, чем работа выхода электронов из металла  $\Phi_m$ . Для полупроводникового титаната бария  $\Phi_n \approx 1$  эВ, что значительно меньше, чем для большинства металлов, применяемых в качестве электродов керамических конденсаторов (чаще всего серебро). Толщина барьерного слоя зависит от величины и полярности приложенного напряжения  $U$ :

$$h_b = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon (U_b - U)}{e N_d}},$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость керамики;  $U_b$  — высота потенциального барьера;  $e$  — заряд электрона;  $N_d$  — концентрация донорных уровней в полупроводнике.

Поэтому ВАХ барьерного слоя будет несимметричной, что характерно для выпрямителей. В конструкции конденсатора с барьерным слоем (см. рис. 12.30, *a*) имеются две выпрямительных емкостных структуры, включенных последовательно приложеному внешнему напряжению, поэтому конденсатор в целом является неполярным. Эквивалентную схему такого конденсатора можно представить в виде, показанном на рис. 12.31, *б*. Емкость барьерного слоя может достигать  $5 \text{ } \Phi/\text{м}^2$ , но из-за малой  $h_b$  рабочие напряжения не превышают нескольких вольт. Емкость конденсатора

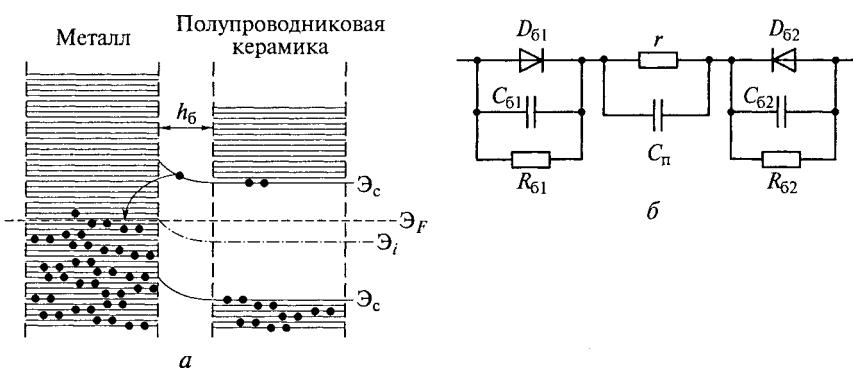


Рис. 12.31. Образование барьерного слоя в полупроводниковом керамическом конденсаторе (*а*) и его эквивалентная схема (*б*):

$C_b$  и  $R_b$  — емкость и эквивалентное сопротивление барьерного слоя соответственно;  $C_n$  и  $r$  — емкость и сопротивление восстановленного слоя соответственно;  $D_b$  — выпрямительная емкостная структура

зависит от приложенного напряжения. Отмеченные недостатки ограничивают применение конденсаторов с барьерным слоем.

*Конденсаторы реоксидированного типа* (см. рис. 12.30, б) в качестве основы имеют полупроводниковую заготовку, полученную методом восстановления. На поверхности этой заготовки путем термообработки в воздушной среде создают тонкую окисленную пленку толщиной в несколько десятков микрометров. Эта пленка и служит диэлектриком конденсатора. Конденсаторы реоксидированного типа имеют большие, чем барьерные, значения рабочих напряжений, но меньшие емкости. Эти конденсаторы сразу после изготовления являются неполярными. Однако при их длительной работе под постоянным напряжением сопротивление слоя диэлектрика, находящегося под отрицательным потенциалом, непрерывно возрастает до некоторого предела, а сопротивление слоя, находящегося под положительным потенциалом, уменьшается. Поэтому после длительной работы конденсатора в постоянном поле при повторном включении следует соблюдать первичную полярность.

*В конденсаторах с межзеренными изолирующими слоями* (см. рис. 12.30, в) вокруг каждого зерна полупроводниковой керамики, полученной комбинированным путем за счет легирования и восстановления, образуется тонкий изолирующий слой. Если окисленные слои очень тонки, то керамику можно считать однослойной матричной системой диэлектрической фазы с проводящими включениями. Такая гетерогенная система может обладать сверхвысокой эффективной диэлектрической проницаемостью. Для достижения наибольшей  $\epsilon$  необходимо стремиться к получению тонких изолирующих прослоек в крупнозернистой керамике. Матричная структура диэлектрика позволяет увеличить рабочие напряжения. Практическое воплощение получили конденсаторы на основе титанатов бария и стронция — из всех полупроводниковых конденсаторов они получили наибольшее распространение.

Эти конденсаторы обычно имеют дисковую конструкцию. Применять их на высоких частотах нельзя из-за большого значения последовательного сопротивления (оно обусловлено сопротивлением области полупроводника), но по удельной емкости они могут превосходить конденсаторы второго типа.

**Конденсаторы на основе неорганических стекол и ситаллов.** Основным преимуществом неорганических стекол по сравнению с керамикой является высокая электрическая прочность (в тонких слоях — до 200...300 МВ/м). Значительно меньшая температура получения стекла (300...600 °C) позволяет изготавливать на основе стеклянных пленок монолитные высоковольтные конденсаторы, в качестве электродов которых используются алюминий или медь. Хорошая влагостойкость стекла дает возможность не применять

защитных покрытий. По этим причинам *стеклянные* конденсаторы имеют низкую стоимость. Однако по электрическим параметрам они существенно уступают керамическим. Диэлектрическая проницаемость стекол не превышает 15, из-за хрупкости не удается получить пленки толщиной менее 30 мкм, наблюдающаяся в некоторых типах стекол ионно-релаксационная поляризация приводит к увеличению потерь. Стеклянные конденсаторы имеют существенно меньшую по сравнению с керамическими конденсаторами удельную емкость.

Некоторого увеличения удельной емкости удалось достичь в *стеклокерамических* конденсаторах, рабочим диэлектриком которых является гетерогенная структура, содержащая частицы сегнетокерамики с высоким  $\epsilon$  и неорганическое стекло в качестве связки. Исходным материалом для получения диэлектрика в стеклокерамическом конденсаторе является смесь порошков стекла и керамики, из которой спеканием вместе с электродами получают монолитные конденсаторы.

Существенно лучшими свойствами обладают конденсаторы, в которых в качестве рабочего диэлектрика используются *ситаллы* (см. подразд. 7.6) — стеклокерамические материалы, получаемые в результате объемной кристаллизации стекла. Структура ситалла содержит, как правило, несколько кристаллических фаз, равномерно распределенных в стекловидной матрице. Размер микрокристаллитов менее 1 мкм, а содержание кристаллической фазы может достигать до 95 % по объему. Это обеспечивается введением в стекломассу добавок, ускоряющих объемную кристаллизацию, происходящую при термообработке.

Конденсаторные ситаллы — *сиконды* — должны обладать высокой диэлектрической проницаемостью, что достигается кристаллизацией в них фаз типа титанатов, ниобатов и других соединений и твердых растворов, близких по составу к конденсаторной керамике. Наибольшие значения  $\epsilon$  (до 3 000) удается получить в титанониобатных системах, кристаллизующихся в структуре калиево-вольфрамовых бронз или перовскита.

По сравнению с керамикой сиконды обладают существенно большей электрической прочностью (выше 50 МВ/м), что объясняется особенностями их структуры: мелкой кристалличностью, прочной связью кристаллов с тонкими стекловидными прослойками и низкой пористостью.

Можно выделить два основных типа конструкции ситалловых конденсаторов.

1. Высоковольтные конденсаторы получают путем литья сваренной стекломассы в металлическую форму. При этом можно изготовить сложные по конфигурации конструкции (см. рис. 12.25).

2. Монолитные ситалловые конденсаторы, рассчитанные на сравнительно высокие напряжения, получают из порошка ситал-

ла по традиционной керамической технологии (литые пленок, их металлизация и спекание в монолитный блок). Так как спекание блока и термообработку (кристаллизацию) ситаллов производят при температурах 950...1 050 °C, то в качестве материала электродов можно применять никелевые сплавы, это снижает стоимость конденсаторов.

## 12.9. КОНДЕНСАТОРЫ НА ОСНОВЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

**Преимущества и недостатки.** Органические диэлектрики с точки зрения их использования в конденсаторах обладают следующими преимуществами:

- могут быть выполнены в виде тонких гибких лент большой площади, поэтому конденсаторы на их основе могут иметь большую емкость (десятки микрофарад);
- в тонких слоях обладают высокой электрической прочностью — на их основе могут быть изготовлены высоковольтные конденсаторы;
- обладают большим удельным сопротивлением, что обуславливает высокое сопротивление изоляции конденсаторов; они также имеют большую постоянную времени.

К недостаткам конденсаторов с органическим диэлектриком следует отнести:

- плохую температурную стабильность ( $\alpha_e$  и  $\alpha_d$  у органических диэлектриков много больше, чем у неорганических материалов);
- старение в процессе эксплуатации, которое связано с ионизационными и электрохимическими явлениями;
- малую удельную емкость, так как  $\epsilon$  органических диэлектриков невелика;
- высокую стоимость, обусловленную трудностью получения качественных конденсаторных пленок.

Из-за отмеченных недостатков на долю конденсаторов с органическим диэлектриком приходится менее 10 % от общего объема производства. Из них наибольшее распространение получили *пленочные* конденсаторы, в которых в качестве рабочего диэлектрика используются пленки линейных полимеров.

**Характеристики пленочных конденсаторов.** Основные параметры пленочных конденсаторов зависят от свойств использованного в нем полимера (табл. 12.7).

Три верхних строчки в табл. 12.7 занимают неполярные полимеры, которые имеют малый  $t_{gd}$  и невысокую  $\epsilon$ , уменьшающуюся с температурой (см. рис. 7.8). На их основе могут быть изготовлены высокочастотные конденсаторы. По своим электрическим свой-

Таблица 12.7

## Характеристики органических диэлектриков, применяемых в конденсаторах

Диэлектрик	$\epsilon$ (20 °C)	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^4$ (1 МГц)	$\alpha_\epsilon \cdot 10^6$ , К <sup>-1</sup>	$E_{\text{пп}}$ , МВ/м	$T_{\text{max}}$ , °C	$h_{\text{min}}$ , мкм
Полистирол	2,5	2 ... 4	-200	200	85	4
Полипропилен	2,2	3 ... 6	-(200 ... 300)	250	100	3 ... 4
Политетрафторэтилен	2,0	1 ... 3	-150	100	250	6 ... 10
Полиэтилен-терефталат	3,2	40 ... 50	400 ... 600	300	125	2 ... 3
Поликарбонат	2,9	10 ... 20	50 ... 100	200	125	2 ... 3
Полиимид	3,0	20 ... 30	—	250	220	10
Конденсаторная бумага (пропитанная)	2 ... 3	30 ... 40	600 ... 800	250	85	6 ... 7

ствам они близки к конденсаторам первого типа, отличаясь более высокой электрической прочностью.

Недостатком полистирольных и полипропиленовых конденсаторов является низкая максимальная температура использования. Значительно большей термостойкостью отличаются конденсаторы на основе политетрафторэтилена, но этот материал не удается получить в вязком состоянии, и пленки из него изготавливают механическим путем — отсюда их большая толщина и сравнительно малая электрическая прочность.

Следующие три строчки в табл. 12.7 заняты линейными поларными полимерами, которые имеют на порядок больший  $\operatorname{tg}\delta$ , увеличивающийся с частотой. Они обладают несколько большим значением  $\epsilon$ , которое увеличивается с температурой по нелинейному закону. Конденсаторы на таких полимерах близки по свойствам к конденсаторам второго типа. Лучшими электрическими параметрами обладают поликарбонатные конденсаторы, а наибольшей термостойкостью — конденсаторы на полимиде.

Для получения гибких конденсаторных пленок полимеры нагревают до вязкого состояния, а затем продавливают через фильтру с узкой щелью. Если в холодном состоянии молекулы полимера имеют форму глобул (см. рис. 7.3), то при горячем продавливании и растяжке молекулы вытягиваются в направлении растяж-

ки, и «выпрямленная» форма молекул сохраняется при охлаждении — такая пленка называется *ориентированной*.

Пленочные конденсаторы обычно имеют спиральную конструкцию (см. рис. 12.3), а в качестве электродов используются металлические пленки, нанесенные на поверхность полимера, или фольга (если применение конденсатора предполагает протекание больших токов по обкладкам). Электрическая прочность полимеров снижается в процессе эксплуатации, что обусловлено ионизацией воздушных включений. При использовании ориентированной пленки конденсаторную секцию после намотки нагревают до температуры стеклования (см. рис. 7.5), при этом вытянутые молекулы опять приобретают форму глобул, а пленка дает усадку по длине до 50 %.

Витки секции сжимаются, вытесняя значительную часть воздуха из зазоров между слоями пленки и между пленкой и фольгой — конденсатор самогерметизируется. Так как полимеры обладают исключительно низкой гигроскопичностью, часто нет необходимости использовать дополнительные элементы влагозащиты (корпуса, слои компаунда и т. п.) — получаем конденсатор открытой конструкции.

**Комбинированные пленочные конденсаторы.** В таких конденсаторах совместно используют гибкие ленты из двух различных диэлектрических материалов. Если рассматривать сечение витка спирали комбинированного конденсатора (рис. 12.32), то диэлектрики 1 и 2 могут сочленяться двумя способами.

1. Последовательное сочленение (рис. 12.32, *а*). При последовательном сочленении емкость конденсатора  $C = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ , а сопротивление изоляции

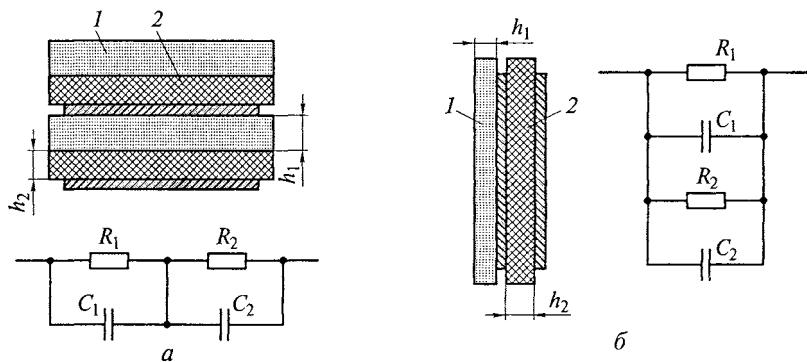


Рис. 12.32. Сочленение диэлектриков в комбинированных пленочных конденсаторах:

*а* — последовательное; *б* — параллельное; 1 и 2 — разные диэлектрики

$$R_{из} = R_1 + R_2,$$

где  $C_1$  и  $R_1$ ,  $C_2$  и  $R_2$  — емкость и сопротивление лент сочленяемых диэлектриков соответственно.

Если известны диэлектрическая проницаемость, удельное сопротивление и толщина каждого диэлектрика, то можно определить распределение внешнего напряжения  $U$  между слоями, полагая, что  $U = U_1 + U_2$ .

На переменном напряжении

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{h_1 \epsilon_2}{h_2 \epsilon_1}; \quad (12.23)$$

на постоянном напряжении

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_{V1} h_1}{\rho_{V2} h_2}. \quad (12.24)$$

2. Параллельное сочленение (рис. 12.32, б). При параллельном сочленении имеем

$$C = C_1 + C_2; \quad R_{из} = R_1 R_2 / (R_1 + R_2); \quad U_1 = U_2 = U.$$

Используются следующие комбинации диэлектриков:

- неполярный полимер и конденсаторная бумага;
- полярный полимер и конденсаторная бумага;
- неполярный и полярный полимеры.

Целью первых двух комбинаций является получение высоковольтных конденсаторов. На высоких напряжениях наиболее опасно возникновение ионизации воздушных включений. Для увеличения напряжения ионизации используют пропитку конденсаторной секции жидкими диэлектриками (см. подразд. 12.7). Однако известно, что полимерные пленки плохо смачиваются жидкими диэлектриками. Если применить последовательное сочленение диэлектриков, то конденсаторная бумага, будучи пористым и гигроскопичным материалом, наполнится пропитывающим веществом и обеспечит его подачу ко всей поверхности полимера и фольги. Но по электрическим свойствам бумага существенно уступает полимерным пленкам. Поэтому в комбинированном конденсаторе напряжение на бумаге  $U_{бум}$  должно быть много меньше, чем напряжение на полимерной пленке  $U_{пол}$ . Так как  $\rho_{U_{бум}} \ll \rho_{U_{пол}}$ , то в соответствии с формулой (12.23) на постоянном напряжении  $U_{бум} \ll U_{пол}$ , и обе первые комбинации могут быть применены. На переменном напряжении следует учесть, что диэлектрическая проницаемость пропитанной бумаги близка к  $\epsilon$  полярного

полимера. Поэтому  $U_{бум} \approx U_{пол}$ , и вторую комбинацию на переменном напряжении применять нельзя. В то же время  $\epsilon_{бум}$  больше, чем  $\epsilon$  неполярной пленки, и в соответствии с формулой (12.25) для первой комбинации  $U_{бум} < U_{пол}$ ; эту комбинацию можно использовать и на переменном напряжении. Современные высоковольтные комбинированные конденсаторы, применяемые в промышленной электронике, имеют  $U_{ном}$ , достигающие сотен киловольт.

Третья комбинация используется для получения пленочного конденсатора с высокой температурной стабильностью. Если применить параллельное сочленение диэлектриков, то

$$\alpha_C = \frac{1}{C} \frac{dC}{dT} = \frac{1}{C} \left( \frac{dC_1}{dT} + \frac{dC_2}{dT} \right) = \frac{C_1}{C} \alpha_{\epsilon 1} + \frac{C_2}{C} \alpha_{\epsilon 2}.$$

Полагая, что температурные изменения емкостей лент обусловлены в основном температурными изменениями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , для конденсатора с температурной компенсацией получаем

$$\alpha_C = \frac{C_1}{C} \alpha_{\epsilon 1} + \frac{C_2}{C} \alpha_{\epsilon 2} = 0.$$

Так как  $\alpha_{\epsilon}$  неполярных и полярных полимеров имеют разные знаки, это выражение можно представить в виде  $C_1/C_2 = |\alpha_{\epsilon 2}|/|\alpha_{\epsilon 1}|$ , откуда  $|\alpha_{\epsilon 1}|/|\alpha_{\epsilon 2}| = h_1 \epsilon_2 / h_2 \epsilon_1$ , то есть подбирая  $h_1$  и  $h_2$  (с учетом обеспечения электрической прочности), можно получить конденсатор, у которого при комнатной температуре  $\alpha_C \approx 0$ . Если такой конденсатор используется на переменном напряжении, следует учесть разницу  $\operatorname{tg}\delta_1$  и  $\operatorname{tg}\delta_2$  для неполярных и полярных диэлектриков. Используя параллельную эквивалентную схему и полагая, что  $\operatorname{tg}\delta_1 = 1/(\omega C_1 R_1)$  и  $\operatorname{tg}\delta_2 = 1/(\omega C_2 R_2)$ , получаем

$$\operatorname{tg}\delta_K = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \operatorname{tg}\delta_1 + \frac{C_2}{C_1 + C_2} \operatorname{tg}\delta_2 = \frac{\epsilon_1 h_2 \operatorname{tg}\delta_1 + \epsilon_2 h_1 \operatorname{tg}\delta_2}{\epsilon_1 h_2 + \epsilon_2 h_1}.$$

В комбинированных пленочных конденсаторах с высокой температурной стабильностью могут быть использованы неполярные и полярные полимеры, указанные в табл. 12.7.

## 12.10. ОКСИДНЫЕ КОНДЕНСАТОРЫ

**Особенности оксидных конденсаторов.** В оксидных конденсаторах рабочим диэлектриком является тонкий слой оксида металла,

получаемый электрохимическим путем в результате процесса, называемого *формовкой*. Металл (он является одним из электродов конденсатора), на поверхности которого необходимо получить оксидный слой, помещается в раствор электролита и на него подается положительный потенциал. Ионы кислорода, образующиеся в результате электролиза электролита, подходят к аноду, и на его поверхности возникает оксидная пленка, толщина которой  $h_{\text{ок}}$  зависит от величины приложенного напряжения (напряжения формовки  $U_{\Phi}$ ). В качестве второго электрода в оксидном конденсаторе может использоваться жидкий или пастообразный электролит, пленка полупроводника или металла.

По своим электрическим и эксплуатационным свойствам оксидные конденсаторы обладают рядом существенных отличий.

1. Оксидные конденсаторы имеют исключительно высокие удельную емкость и удельный заряд. Это связано с тем, что оксидный слой может иметь очень малую толщину (доли микрометра), а диэлектрическая проницаемость оксидных пленок  $\epsilon_{\text{ок}} = 10 \dots 100$ , поэтому в соответствии с формулой (12.21)  $c_{\text{уд}}$  может превышать  $500 \text{ } \Phi/\text{м}^3$ , а  $q_{\text{уд}}$  достигает  $10^5 \text{ } \text{Кл}/\text{м}^3$ . Номинальные емкости оксидных конденсаторов могут быть до  $10 \text{ } \text{мФ}$ . Ни в каких других типах конденсаторов таких емкостей достигнуть не удается.

2. Оксидные конденсаторы в той или иной степени обладают униполярной проводимостью, характерной для выпрямителей (вентилей). Поэтому металлы, на которых можно получить оксидную конденсаторную пленку, называют *вентильными*. Соответственно для оксидных конденсаторов в их названии используют наименование вентильного металла, на котором они изготовлены (см. рис. 12.1). В качестве вентильных металлов часто используются алюминий, тантал или ниобий.

Ток утечки оксидных конденсаторов зависит от полярности приложенного напряжения — правильным включением является подача положительного потенциала на вентильный металл — он является *анодом* конденсатора.

3. Для оксидных конденсаторов одного типа выполняется правило: чем больше номинальная емкость конденсатора  $C_{\text{ном}}$ , тем меньше его рабочее напряжение  $U_{\text{ном}}$  при постоянном объеме. Это объясняется тем, что в конденсаторах с большой  $C_{\text{ном}}$  используется оксидная пленка малой толщины, а чем тоньше пленка, тем меньше ее электрическая прочность. Толщина оксидной пленки прямо пропорциональна напряжению, прикладываемому к вентильному металлу в процессе его формовки:

$$h_{\text{ок}} = a U_{\Phi},$$

где  $a$  — коэффициент формовки, зависящий от вентильного металла.

4. Для каждого вентильного металла можно указать максимальное допустимое напряжение формовки, которое ограничивает  $U_{\text{ном}}$  конденсатора.

Если производить формовку при постоянном напряжении (рис. 12.33, *a*), то ток со временем будет постепенно уменьшаться, так как образующаяся оксидная пленка (ее толщина со временем растет) увеличивает сопротивление цепи — такой режим формовки называется *потенциостатическим*. При *гальваностатическом* режиме в цепи поддерживается постоянное значение тока, для этого необходимо увеличивать напряжение формовки (рис. 12.33, *б*). Следует отметить, что оксидная пленка растет на поверхности вентильного металла неравномерно (под  $h_{\text{ок}}$  понимается средняя толщина пленки), на отдельных участках пленки образуются поры, заполненные электролитом. Плотность тока в порах будет выше среднего значения  $J_{\text{ср}}$ , и при больших  $U_{\Phi}$  электролит в порах может нагреться до кипения. Образующиеся при этом пары электролита подвергаются ионизации. Напряжение начала ионизации  $U_0$  (см. рис. 12.33, *б*) называют *напряжением искрения*. При  $U_{\Phi} > U_0$  рост напряжения со временем формовки при  $I = \text{const}$  замедляется, а при  $U_{\Phi} = U_{\text{max}}$  газовые разряды покрывают всю поверхность анода и дальнейший рост  $U_{\Phi}$  невозможен. Искрение вызывает разрушение оксидной пленки, поэтому выбирают  $U_{\Phi} < U_0$ , а так как  $h_{\text{ок}} = aU_{\Phi}$ , то необходимо, чтобы в конденсаторе  $U_{\text{ном}} < U_{\Phi}$ . Отсюда следует, что  $U_{\text{ном}}$  определяется величиной  $U_0$ , которое, в свою очередь, зависит от удельного сопротивления электролита  $\rho$  (очевидно, что  $U_0 \sim \rho$ ). Формовать вентильные металлы можно даже в воде (при этом  $U_0$  будет максимальным), но концентрация ионов кислорода при этом мала, а время формовки оказывается очень большим. Поэтому при производстве конденсаторов формовку производят в растворе малоактивных кислот (борной или лимонной),

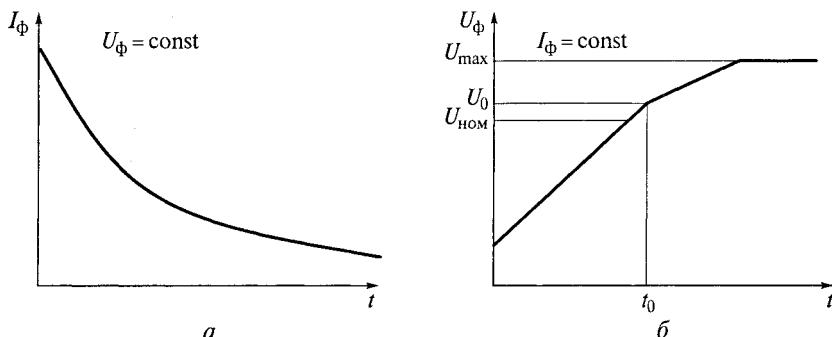


Рис. 12.33. Режимы формовки анодов оксидных конденсаторов:  
*а* — потенциостатический; *б* — гальваностатический

не растворяющих оксидную пленку — при этом процесс формовки ускоряется, но  $U_0$  уменьшается.

5. Оксидные конденсаторы обладают специфическими температурными и частотными зависимостями основных свойств. Это во многом связано с тем, что одна из обкладок (электролит или пленка полупроводника) обладает повышенным сопротивлением. Поэтому оксидный конденсатор может быть представлен последовательной эквивалентной схемой, содержащей емкость оксидной пленки  $C_{\text{ок}}$ , сопротивление электролита  $R_{\text{эл}}$  и сопротивление  $R_{\text{ок}}$ , характеризующее потери в оксидной пленке. Тогда в соответствии с формулой (6.21) тангенс угла потерь конденсатора

$$\operatorname{tg} \delta_k = \omega C_{\text{ок}} R,$$

где  $R = R_{\text{эл}} + R_{\text{ок}}$ .

С увеличением частоты  $\operatorname{tg} \delta_k$  растет по линейному закону (рис. 12.34, *а*), при этом даже на низких частотах  $\operatorname{tg} \delta_k$  имеет очень большую для конденсаторов величину (до 0,1 на частоте 50 Гц). Поэтому оксидные конденсаторы, как правило, используются на постоянном напряжении при строго заданной по величине переменной составляющей. В соответствии с формулой (12.12) эффективная емкость оксидных конденсаторов уменьшается с увеличением частоты, снижение  $C_{\text{эф}}$  заметно уже при  $f > 100$  Гц.

При уменьшении температуры сопротивление  $R_{\text{эл}}$  возрастает из-за увеличения вязкости электролита. Это влечет за собой резкое возрастание  $\operatorname{tg} \delta_k$  и снижение  $C_{\text{эф}}$  (рис. 12.34, *б*). В связи с этим для многих оксидных конденсаторов критичным является нижний предел рабочих температур. При высоких температурах происходит возрастание тока утечки из-за увеличения проводимости оксидной пленки.

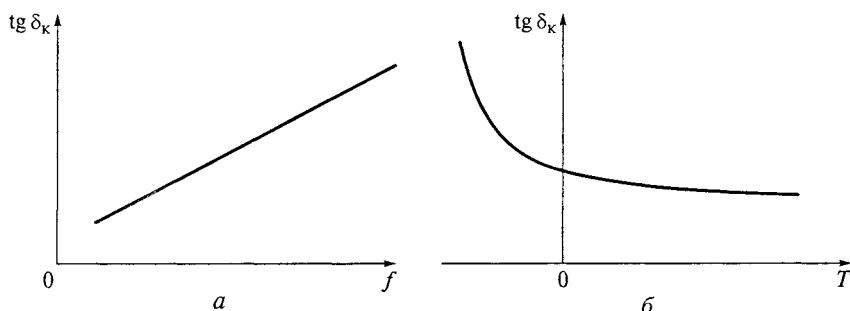
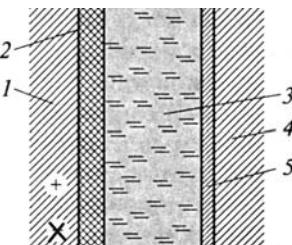


Рис. 12.34. Частотная (*а*) и температурная (*б*) зависимости тангенса угла диэлектрических потерь оксидных конденсаторов

Рис. 12.35. Функциональные элементы жидкостного оксидно-электролитического конденсатора:

1 — вентильный металл; 2 — оксидная пленка; 3 — жидкий электролит; 4 — корпус конденсатора; 5 — пленка металла



6. Свойства оксидных конденсаторов могут меняться при их хранении. Если на конденсатор длительное время не подавать напряжение, его оксидная пленка может частично растворяться в электролите. При этом емкость конденсатора увеличивается, одновременно возрастает ток утечки  $I_{ut}$ . При включении такого конденсатора под напряжение ток утечки  $I_{ut}$  снижается благодаря подформовке оксидной пленки. Из-за временной нестабильности оксидные конденсаторы выпускаются с очень большим допуском  $C_{nom}$  (максимальные пределы от  $-20$  до  $+100\%$ ).

**Виды оксидных конденсаторов.** Выделяют четыре основных вида оксидных конденсаторов, отличающихся конструкцией, технологией изготовления и свойствами.

1. Оксидно-электролитические жидкостные конденсаторы с объемно-пористым анодом. Взаимное расположение функциональных элементов конструкции показано на рис. 12.35. Вентильный металл 1, с оксидной пленкой 2 на поверхности, является анодом, соединенным с выводом конденсатора. Функцию второго электрода выполняет жидкий рабочий электролит 3, в качестве которого используют растворы кислот: серной или соляной. Катодом является металлический корпус конденсатора 4, соединенный со вторым выводом. Внутренняя поверхность корпуса покрыта пленкой металла 5, устойчивого к действию кислоты, например серебра. Униполярная проводимость этой конструкции объясняется различной природой носителей заряда в электролитах (ионы) и в твердых телах (электроны). При подаче положительного потенциала на вентильный металл ионы из электролита стремятся пройти к аноду, но оксидная пленка для них имеет большое сопротивление, и ток утечки будет мал. При противоположной полярности электроны из вентильного металла путем туннелирования легко проходят через тонкую оксидную пленку, и ток утечки оказывается настолько большим, что электролит нагревается им до кипения, а герметичный корпус может разорваться парами электролита.

Ценным свойством конденсаторов с электролитом является самовосстановление электрической прочности после кратковременного пробоя. По образовавшемуся при пробое оксидной плен-

ки каналу электролит поступает к поверхности вентильного металла, и в результате его окисления пленка в месте пробоя восстанавливается.

Анод в жидкостном конденсаторе имеет вид объемно-пористого тела, изготовленного из вентильного металла методами порошковой металлургии. Условно объемно-пористый анод можно представить состоящим из зерен в виде шариков одинакового диаметра  $d$ , расположенных с регулярной квадратичной плотностью упаковки (рис. 12.36,  $a$ ). При спекании анода (он может иметь форму параллелепипеда или цилиндра) его нагревают до температуры, при которой оплавляется только поверхность зерен. В результате зерна соединяются друг с другом в местах касания. Поэтому при формовке анода оксидная пленка толщиной  $h_{\text{ок}}$   $\ll d$  образуется на поверхности всех зерен. Емкость анода  $C_A$  высотой  $H$  с площадью основания  $S$  будет

$$C_A = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{ок}}}{h_{\text{ок}}} \pi d^2 \frac{H}{d} \frac{S}{d^2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{ок}} \pi S H}{d a U_{\Phi}}, \quad (12.25)$$

где  $\epsilon_{\text{ок}}$  — диэлектрическая проницаемость оксида.

Из формулы (12.25) следует, что увеличение емкости анода при постоянных габаритах можно получить, уменьшая размеры зерна. Однако при этом будет возрастать ток утечки конденсатора. Известно, что любой технический металл имеет примеси. Пусть часть поверхности зерна покрыта примесью, не являющейся вентильным металлом (рис. 12.36,  $b$ ). При формовке в этом месте оксидная пленка не образуется, что вызывает увеличение  $I_{\text{ут}}$ . При оплавлении поверхности зерен примесь испарится, если ее температура плавления ниже, чем у вентильного металла. Температура нагрева анода при спекании должна быть снижена при уменьшении размеров зерен (иначе анод не будет пористым). Поэтому

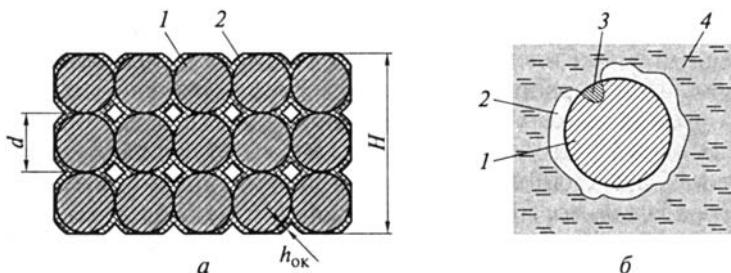
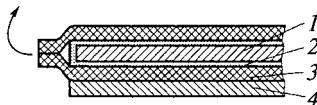


Рис. 12.36. Объемно-пористый анод оксидного конденсатора:  
 $a$  — структура;  $b$  — зерно; 1 — вентильный металл; 2 — оксидная пленка; 3 — примесь невентильного металла; 4 — электролит

Рис. 12.37. Фольговый оксидно-электролитический конденсатор:

1 — тонкая фольга; 2 — оксидная пленка; 3 — вязкий электролит; 4 — невентильный металл



меньшие токи утечки имеют аноды, изготовленные из тугоплавких вентильных металлов (например, из тантала). Оптимальный состав зерен тантала составляет 10...50 мкм.

2. Оксидно-электролитические фольговые конденсаторы. В таких *сухих* конденсаторах (рис. 12.37) вентильный металл выполнен в виде тонкой фольги 1, а жидкий электролит заменен вязким пастообразным электролитом 3, которым пропитывается волокнистая пористая прокладка (бумага или ткань). Фольга вентильного металла с полученной на ней оксидной пленкой 2 является анодом конденсатора, она располагается между двумя прокладками с электролитом, затем конструкция закручивается в спираль. В спираль вводят фольгу невентильного металла 4, которая является катодом конденсатора и обеспечивает равномерное распределение электрического поля по всей площади оксидной пленки.

В фольговых конденсаторах сопротивление электролита  $R_{эл}$  меньше, чем в жидкостных конструкциях, что объясняется малой толщиной пористой прокладки и наличием катодной фольги; это улучшает частотные свойства конденсатора. Морозостойкость фольговых конденсаторов лучше, потому что в пастообразном электролите вместо воды используются органические растворители. Однако в связи с малой химической активностью таких электролитов эффект самовосстановления электрической прочности проявляется слабо. Из-за отсутствия кислотостойкого корпуса упрощается конструкция и снижается стоимость конденсатора (фольговый конденсатор может иметь только один вывод: анод, функцию катода может выполнять алюминиевый корпус, соединенный с катодной фольгой). Для увеличения удельного заряда производят травление анодной фольги, при этом тонкая оксидная пленка повторяет рельеф поверхности травленной фольги, возрастают площадь оксидной пленки и соответственно емкость конденсатора.

Если вместо катодной фольги использовать фольгу вентильного металла с оксидной пленкой, то получим *неполярный оксидный* конденсатор, который может использоваться при любой полярности приложенного напряжения. Применять его на переменном напряжении нельзя, так как тангенс угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta_k = \omega C_{ок}(R_{эл} + 2R_{ок})/2$ , как и в полярном конденсаторе достаточно велик. Емкость неполярного конденсатора в два раза меньше емкости полярной конструкции (при одинаковых габаритах).

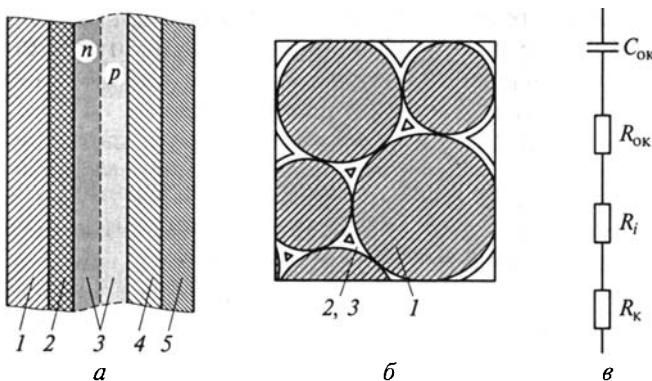


Рис. 12.38. Оксидно-полупроводниковый конденсатор:

*а* — расположение функциональных элементов; *б* — структура анода; *в* — эквивалентная схема; 1 — объемно-пористый анод; 2 — оксидная пленка; 3 — слой пленки  $\text{MnO}_2$ ; 4 — углерод; 5 — припой

3. Оксидно-полупроводниковые конденсаторы (рис. 12.38, *а*) с объемно-пористым анодом 1. В них вместо электролита используется тонкая пленка полупроводника 3, нанесенная на поверхность оксидной пленки 2. После формовки объемно-пористый анод пропитывают в растворе  $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$ , а затем после сушки проводят пиролиз, в результате которого образуется пленка  $\text{MnO}_2$  (слой 3), являющаяся полупроводником *p*-типа (рис. 12.38, *б*). В эквивалентной схеме конденсатора (рис. 12.38, *в*) сопротивление полупроводниковой пленки  $R_i$  ввиду ее малой толщины невелико. Величина сопротивления конденсатора  $R_k$ , обусловленного переходным сопротивлением между пленкой полупроводника и катодным выводом, также должна быть мала. Для этого после пиролиза анод помещают в суспензию, содержащую мелкодисперсный углерод, который, проникая по порам внутрь анода, после сушки обеспечивает равномерное распределение электрического поля по всей поверхности пленки  $\text{MnO}_2$  (слой 4). На наружных участках анода на поверхность углерода наносят припой (5), к которому подпаивают катодный вывод (см. рис. 12.38, *а*). Так как  $R_i + R_k \ll R_{\text{эл}}$ , то оксидно-полупроводниковые конденсаторы обладают существенно лучшими частотными свойствами. Их можно даже применять при переменных напряжениях несмотря на существование некоторой униполярной проводимости, которая обеспечивается изменением типа электропроводности по толщине пленки  $\text{MnO}_2$ . Если большая часть пленки имеет дырочную электропроводность, то прилегающие к оксидному слою участки, восстановленные до  $\text{MnO}_{2-x}$  обладают электронной электропроводностью (см. рис. 12.38, *а*). Известно, что на границе полупроводников *n*- и *p*-типов образуется

обедненными носителями зарядов область с высоким сопротивлением. При подаче на вентильный металл положительного потенциала эта область расширяется и ток утечки  $I_{ут}$  будет много меньше, чем при противоположной полярности.

Оксидно-полупроводниковый конденсатор является твердотельным элементом, и температурные зависимости его емкости и  $\operatorname{tg}\delta_k$  определяются свойствами оксидной пленки как ионного диэлектрика (см. подразд. 6.2 и 6.4). У оксидно-полупроводниковых конденсаторов емкость слабо растет с температурой, а критическими являются высокие температуры, при которых увеличивается проводимость оксидных пленок и растет  $\operatorname{tg}\delta_k$ . Из-за отсутствия эффекта самовосстановления электрической прочности в оксидных полупроводниковых конденсаторах приходится увеличивать  $h_{ок}$ , что снижает удельную емкость.

3. Оксидно-металлические конденсаторы. Они содержат три функциональных элемента: травленую фольгу из вентильного металла, оксидную пленку и нанесенную на ее поверхность тонкую металлическую пленку. Так как толщина оксидной пленки неравномерна по площади, рабочие напряжения оксидно-металлических конденсаторов малы, хотя в них и наблюдается выгорание металлической пленки в слабых местах. Такие конденсаторы в основном применяют в составе миниатюрных герметичных блоков, а также в пленочных и гибридных микросхемах.

**Сравнение свойств оксидных конденсаторов на различных вентильных металлах.** Свойства оксидных конденсаторов во многом определяются типом использованного в них вентильного металла. Основные характеристики известных вентильных металлов и их оксидов приведены в табл. 12.8.

Для получения малых токов утечки  $I_{ут}$  и хороших частотных свойств вентильный металл должен обладать высокой температурой плавления  $T_{пл}$ . Большая  $\epsilon$  оксида и малый коэффициент формовки  $a$  позволяют получать высокую удельную емкость. Большая

Таблица 12.8

#### Характеристики вентильных металлов и их оксидов

Вентильный металл	$d$ , $\text{Mg/m}^3$	$T_{пл}$ , $^{\circ}\text{C}$	Оксид	$\epsilon$	$a \cdot 10$ , $\text{nm/B}$
Алюминий	2,7	660	$\text{Al}_2\text{O}_3$	10	14
Тантал	16,6	3 000	$\text{Ta}_2\text{O}_5$	25	15
Ниобий	8,6	2 500	$\text{Nb}_2\text{O}_5$	45	20
Титан	4,5	1 670	$\text{TiO}_2^*$	107	30

\* При формовке в расплаве солей.

плотность металла  $d$  приводит к увеличению стоимости и массы конденсатора.

Промышленностью освоено производство конденсаторов на основе вентильных металлов (см. табл. 12.8).

Наибольшее распространение имеют tantalовые и алюминиевые оксидные конденсаторы (табл. 12.9).

Танталовые оксидные конденсаторы обладают наилучшими характеристиками: у них малый ток утечки, хорошие температурные и частотные свойства. На tantalе изготавливают все виды оксидных конденсаторов, наиболее перспективными из которых являются оксидно-полупроводниковые конденсаторы с объемно-пористым анодом. К недостаткам tantalа следует отнести его дефицитность, большую плотность и высокую стоимость.

Алюминий — первый использованный в промышленности вентильный металл — сравнительно дешев и недефицитен, но у него очень низкая  $T_{пл}$ , поэтому приходится использовать металл высокой чистоты (до 99,999 %). Но даже в этом случае ток утечки алюминиевых конденсаторов в 10—100 раз больше, а удельная емкость в 2—3 раза меньше, чем у tantalовых конденсаторов. Наибольшее распространение из-за их низкой стоимости, больших емкостей и высоких напряжений получили фольговые алюминиевые конденсаторы.

В качестве замены дорогого и дефицитного tantalа был предложен ниобий, однако из-за более низкой  $T_{пл}$ , большого коэффициента формовки и плохой температурной стабильности ниобиевые конденсаторы применяются редко. Титан как вентильный металл привлекателен из-за большой  $\epsilon$  оксида, но сложность его формовки не позволяет получить высокие напряжения.

**Конденсаторы с двойным электрическим слоем.** К оксидным конденсаторам близки по конструкции и технологии изготовления твердотельные электрохимические элементы, называемые ионисторами. Принцип функционирования ионистора можно объяснить на примере электрохимической ячейки, показанной на рис. 12.39. Это полярный элемент, в котором между катодом и анодом находится *твёрдый электролит* — вещество, обладающее

Таблица 12.9

**Характеристики оксидных конденсаторов**

Оксидный конденсатор	$\alpha_C \cdot 10^6, K^{-1}$	$U_{раб\ max}, В$
Алюминиевый	300...400	500
Танталовый	200...250	90
Ниобиевый	800...1 200	50
Титановый	300...400	15

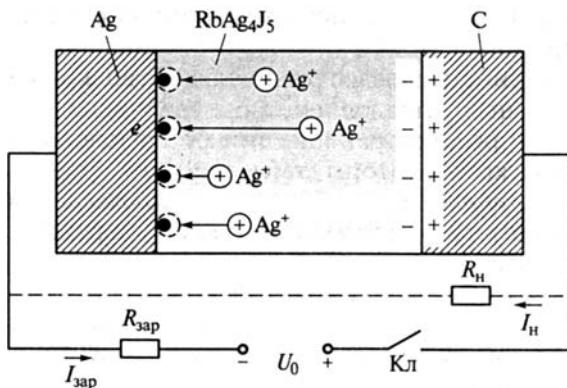


Рис. 12.39. Электрохимическая ячейка  $\text{Ag}^- - \text{RbAg}_4\text{J}_5 - \text{C}^+$

в твердом состоянии заметной ионной электропроводностью. В качестве твердого электролита обычно используют  $\text{RbAg}_4\text{J}_5$ , в этом материале при комнатной температуре значительная часть ионов серебра находится в свободном состоянии и может перемещаться в электрическом поле. Катод ионистора изготовлен из серебра, а анод представляет собой объемно-пористое тело, полученное из мелкодисперсных частиц углерода. При подаче на ионистор постоянного напряжения  $U_0$  происходит его заряд. Ионы серебра, перемещаясь в твердом электролите, достигают катода и, получив по электрону, становятся нейтральными атомами и осаждаются на поверхности катода. Избыток электронов в твердом электролите компенсируется положительным зарядом на аноде, при этом на границе раздела «твердый электролит — углерод» образуется двойной электрический слой. Благодаря большой площади поверхности частиц объемно-пористого анода накопленный в ионисторе заряд может достигать 20...30 Кл, что соответствует емкости до 50  $\Phi$ . При разомкнутой внешней цепи накопленный заряд может сохраняться практически без уменьшения в течение нескольких лет. Если же заряженный ионистор включить на нагрузку  $R_h$ , то во внешней цепи будет протекать ток  $I_h$ , который обусловлен растворением осажденного на катоде серебра в твердом электролите (становясь ионом, атом серебра отдает во внешнюю цепь электрон).

Таким образом, ионистор может заменять электрохимические элементы питания (аккумуляторы и сухие батареи), обладая по сравнению с ними рядом преимуществ. Так как ионистор является твердотельным элементом, то он может использоваться в широком интервале температур (от  $-60$  до  $+125$   $^{\circ}\text{C}$ ) при сроке службы до 10 000 ч.

К недостаткам ионисторов следует отнести малое напряжение (при  $U_0 > 0,5$  В происходит разложение твердого электролита) и

небольшой ток  $I_h$ , отдаваемый во внешнюю цепь (до 100 мА). Поэтому отдельные ячейки типа  $\text{Ag}^- - \text{RbAg}_4\text{J}_5 - \text{C}^+$  объединяют в ионисторные батареи, включая последовательно (для увеличения напряжения) и параллельно (для увеличения тока). Ионисторы находят применение в качестве резервных источников питания в устройствах вычислительной техники. При внезапном отключении  $U_{\text{пит}}$  ионисторная батарея может поддерживать блоки памяти компьютера в рабочем состоянии в течение нескольких суток.

## 12.11. КОНДЕНСАТОРЫ ПЕРЕМЕННОЙ ЕМКОСТИ

Конденсаторы переменной емкости используются для настройки в резонанс колебательных контуров в радиоприемной и радиопередающей аппаратуре, для компенсации реактивного сопротивления в измерительной технике, а также для изменения емкостной связи между отдельными участками электрической цепи. Последнюю функцию выполняют *подстроечные* конденсаторы, емкость которых изменяется при регулировке или ремонте аппаратуры. В этом случае конденсаторы устанавливаются внутри прибора на печатных платах или шасси вместе с другими элементами. Две первых из перечисленных ранее функций выполняют *переменные регулировочные* конденсаторы, которые обычно связаны с органами управления аппаратуры, расположеными на лицевой панели.

В большинстве случаев изменение емкости осуществляется механическим путем, как правило, изменением площади перекрытия обкладок конденсатора. Поэтому в составе конденсатора переменной емкости можно выделить подвижную часть, называемую *ротором*, и неподвижную часть, называемую *статором*. В переменных конденсаторах в качестве рабочего диэлектрика используется газ (например, воздух), что облегчает перемещение ротора относительно статора.

Конденсаторы с газообразным диэлектриком имеют ряд особенностей:

- на газе нельзя закрепить обкладки, поэтому в конструкцию конденсатора вводят дополнительный твердый диэлектрик, с помощью которого устанавливается требуемый зазор между обкладками; при этом емкость переменного конденсатора не может быть равна нулю;
- обкладки конденсатора должны иметь значительную толщину, обеспечивающую постоянство зазора между обкладками;
- конденсаторы не боятся кратковременного воздействия напряжения, вызывающего пробой газа: после снятия напряжения газ восстанавливает свои электрические свойства.

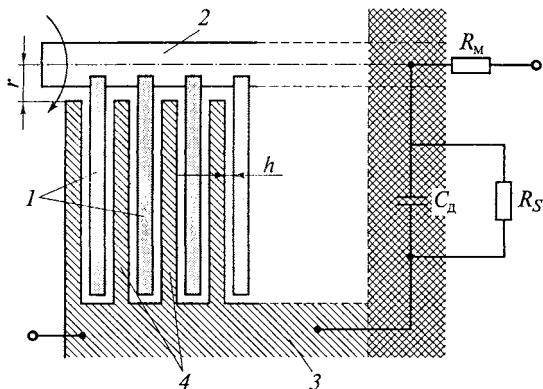


Рис. 12.40. Воздушный переменный конденсатор:

1 — роторные пластины; 2 — ось ротора; 3 — статор; 4 — статорные пластины;  
 $R_M$  — сопротивление обкладок;  $C_d$  — емкость вспомогательного диэлектрика;  
 $R_S$  — поверхностное сопротивление вспомогательного диэлектрика

К преимуществам газа как рабочего диэлектрика конденсаторов следует отнести малый  $\operatorname{tg}\delta$  и большое сопротивление изоляции, а также высокую температурную, частотную и временную стабильность свойств. Недостатками газа являются малая  $\epsilon$  и сравнительно низкая электрическая прочность, поэтому переменные конденсаторы имеют большие габаритные размеры при невысоких значениях емкости.

Воздушные переменные конденсаторы находят широкое применение для настройки контуров радиоприемников и генераторов. Они имеют многопластинчатую конструкцию (рис. 12.40), а изменение емкости достигается вращением роторных пластин 1, закрепленных на оси 2 относительно статорных пластин 4.

Закон изменения емкости конденсатора при изменении угла поворота ротора может быть задан конфигурацией роторных пластин (рис. 12.41), которую можно охарактеризовать переменным радиусом  $R_0$ , соответствующим углу поворота  $\theta$ . Если углу поворота дать малое приращение  $\Delta\theta$ , то изменение площади перекрытия  $\Delta S_0$ , будет равно площади сектора радиусом  $R_0$  с углом  $\Delta\theta$ :  $\Delta S_0 = R_0^2 \Delta\theta / 114,7$ . Отсюда

$$R_0 = 10,7 \sqrt{\frac{dS_0}{d\theta}}. \quad (12.26)$$

Однако вблизи центра в статорной пластине должен быть вырез с радиусом  $r$  для размещения оси ротора (см. рис. 12.40). Поэтому активная площадь перекрытия

$$S_{\theta A} = S_{\theta} - \frac{r^2 \theta}{114,6}. \quad (12.27)$$

При  $\theta = 0$  емкость конденсатора не равна нулю, а принимает некоторое минимальное значение  $C_{\min}$ . Приращение емкости конденсатора при любом значении угла  $\theta$  по отношению к  $C_{\min}$  прямо пропорционально активной площади перекрытия пластин. В соответствии с формулой 12.3

$$C_{\theta} - C_{\min} = \frac{\epsilon_0}{h} S_{0A} (N - 1),$$

где  $h$  — воздушный зазор между соседними пластинами;  $N$  — число пластин.

Отсюда с учетом формулы (12.27) имеем

$$S_{\theta} = \frac{h(C_{\theta} - C_{\min})}{\epsilon_0(N - 1)} + \frac{r^2 \theta}{114,6} = k_1(C_{\theta} - C_{\min}) + k_2 \theta,$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — постоянные для данного конденсатора величины.

При этом из формулы (12.26) следует

$$R_{\theta} = 10,7 \sqrt{k_1 \frac{dC_{\theta}}{d\theta} + k_2}. \quad (12.28)$$

Выражение (12.28) задает связь между формой роторных пластин и законом изменения емкости  $C_{\theta} = f(\theta)$ . На практике применяются переменные конденсаторы с разными законами изменения емкости. Например, при линейном законе изменения емкости  $C_{\theta} = a\theta + b$  в соответствии с формулой (12.28)  $R_{\theta} = \text{const}$ , т.е. пластины имеют форму полукруга. Для других законов регулирования форма пластин будет сложной. Входящие в выражения для  $C_{\theta}$  постоянные  $a$  и  $b$  могут быть найдены из граничных условий ( $C_{\theta} = C_{\min}$  при  $\theta = 0$ ;  $C_{\theta} = C_{\max}$  при  $\theta = \theta_{\max}$ ).

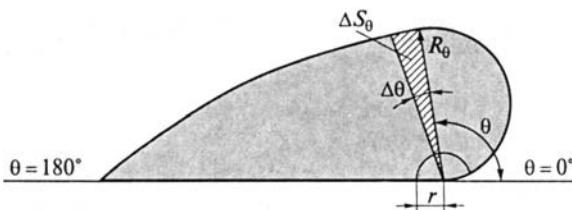


Рис. 12.41. Конфигурация роторных пластин с переменным радиусом кривизны

Следует учесть, что в переменном конденсаторе  $\operatorname{tg}\delta_k$  зависит не только от частоты, но и от величины  $C_0$ , (т. е. от угла поворота). В соответствии с формулой (12.16) и рис. 12.40 получаем

$$\operatorname{tg}\delta_k = \omega C_0 R_m + \frac{C_d}{C_0} \operatorname{tg}\delta_d + \frac{1}{\omega C_0 R_S},$$

где  $R_m$  — сопротивление обкладок;  $C_d$  и  $\operatorname{tg}\delta_d$  — емкость и тангенс угла потерь вспомогательного диэлектрика соответственно;  $R_S$  — поверхностное сопротивление вспомогательного диэлектрика.

Получить малый  $\operatorname{tg}\delta_k$  в большом интервале емкостей не удается, поэтому в радиоприемных устройствах широкого частотного диапазона используют переменный конденсатор, параллельно к которому может быть подключен набор высокочастотных конденсаторов постоянной емкости. Температурная стабильность много-пластинчатого воздушного конденсатора зависит от точной сборки (центровки) роторных и статорных пластин. Лучшей температурной стабильностью обладает конденсатор с точной центровкой.

Недостатком воздушных конденсаторов является малая электрическая прочность воздуха ( $E_{\text{пр}} \approx 3,2$  МВ/м при давлении 1 атм). В радиоприемных устройствах напряжение на контуре мало, поэтому можно уменьшить зазор между пластинами до долей миллиметра и получить сравнительно небольшие габаритные размеры конденсатора. В контурах радиопередающих устройств напряжения могут достигать десятков киловольт. При таких напряжениях используют вакуумные конденсаторы. Известно, что при низких давлениях электрическая прочность воздуха доходит до 100 МВ/м. Вакуумные конденсаторы имеют цилиндрическую конструкцию, их электроды представляют собой многостенные

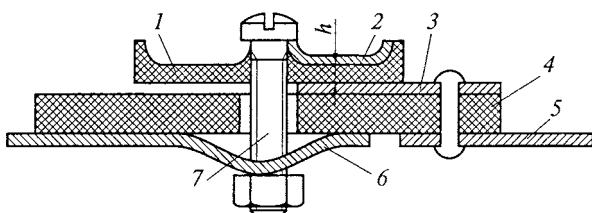


Рис. 12.42. Конструкция керамического подстроичного конденсатора:

1 — роторный диск из конденсаторной керамики; 2 — роторный электрод (сектор с углом  $\theta_p$ ); 3 — статорный электрод (сектор с углом  $\theta_c$ ); 4 — установочная керамика; 5 — вывод от статорного электрода; 6 — вывод от роторного электрода; 7 — ось ротора

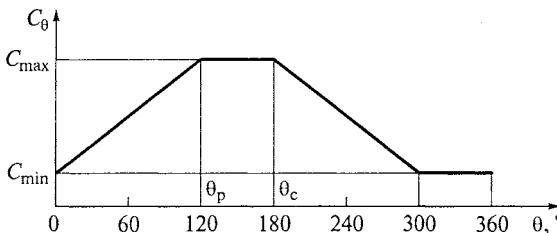


Рис. 12.43. Зависимость емкости керамического подстроичного конденсатора от угла поворота

стаканы, а регулирование емкости обеспечивается изменением длины перекрытия электродов.

Для регулировки емкостных связей в цепях аппаратуры применяют керамические подстроичные конденсаторы дисковой конструкции (рис. 12.42). Ротор конденсатора выполнен из конденсаторной керамики и имеет форму диска с кольцевым углублением сверху, в котором расположен электрод в форме сектора с углом  $\theta_p$ . Ротор плотно прижат к статорной пластине, изготовленной из установочной керамики. На статоре расположен второй электрод, также имеющий форму сектора с углом  $\theta_c$  (обычно  $\theta_c \geq \theta_p$  и не превышает  $180^\circ$ ). При вращении ротора емкость конденсатора меняется от  $C_{\min}$  (при площади перекрытия электродов  $S_{\text{пер}} = 0$ ) до  $C_{\max}$  (при  $S_{\text{пер max}}$ ). При повороте ротора на  $360^\circ$  изменение емкости происходит по линейному закону на двух участках, диапазон которых зависит от  $\theta_p$  и  $\theta_c$  (рис. 12.43). Недостатком описанной конструкции является малая емкость из-за сравнительно большой толщины роторного диска (минимальная толщина 0,3 мм), что вызвано необходимостью обеспечить механическую прочность и стойкость к истиранию нижнего электрода при сильном прижиме ротора к статору.

Регулировать емкостные связи необходимо как в низкочастотных, так и в высокочастотных цепях. Поэтому в зависимости от группы по ТКЕ использованных керамических материалов, из которых изготовлен ротор, различают подстроичные конденсаторы первого или второго типа.

### Контрольные вопросы

1. Перечислите основные области применения конденсаторов в электронике и электротехнике. Какими параметрами должны обладать конденсаторы в каждом применении?
2. Почему в цилиндрическом конденсаторе не удается получить высокую удельную емкость?
3. Сегнетокерамический конденсатор на основе материала с точкой Кюри  $+50^\circ\text{C}$  имеет маркировку  $\mu 1K; H 90$ . Изобразите качественную тем-

пературную зависимость емкости этого конденсатора в интервале температур от 0 до +100 °С.

4. Два дисковых конденсатора, изготовленных из одного и того же керамического материала, имеют различные значения номинальных емкостей и напряжений: емкость первого конденсатора в 10 раз больше, а напряжение в 2 раза меньше, чем у второго конденсатора. Какой конденсатор будет иметь меньшую постоянную времени?

5. На керамическом конденсаторе нанесена следующая маркировка:  $4n7K; N 75$ . Изобразите температурную и частотную зависимости емкости этого конденсатора и его эквивалентную схему с учетом всех видов поляризации и диэлектрических потерь.

6. Спиральный конденсатор емкостью 2 мкФ с безындукционной намоткой металлизированной полипропиленовой ленты обладает активным сопротивлением обкладок 2 Ом. Каким будет это сопротивление при емкости конденсатора 1 мкФ?

7. Перечислите все виды потерь, которые проявляются в керамических чип-конденсаторах группы Н90. Можно ли применять их на высоких частотах?

8. Почему при расчете эффективной емкости полистирольных и оксидных конденсаторов пользуются разными формулами? Какие конденсаторы имеют лучшие частотные свойства?

9. Почему потери, связанные с эффектом мерцания емкости, и потери от вибрации обкладок не наблюдаются в конденсаторе одновременно? Изобразите конструкцию слюдяного конденсатора, в котором исключены оба вида потерь.

10. Перечислите способы увеличения кратковременной и длительной электрической прочности в керамических и полистирольных конденсаторах.

11. Укажите отличия в последовательности основных технологических операций при изготовлении керамических дисковых и монолитных конденсаторов.

12. Какие типы конденсаторов наиболее пригодны для изготовления чип-элементов? В чем их преимущества по сравнению с выводными элементами? Какие цели преследует международная стандартизация габаритных размеров чип-элементов?

13. Почему в керамических конденсаторах с барьерным слоем работа выхода электронов из металлического электрода должна быть больше, чем работа выхода электронов из полупроводниковой керамики?

14. Каковы особенности униполярной проводимости оксидно-электролитических и оксидно-полупроводниковых конденсаторов? Сравните эти конденсаторы между собой по температурным и частотным свойствам.

15. Каковы структура и принцип действия ионистора? Какие материалы используются в качестве твердого электролита?

# Глава 13

## ИНДУКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

---

### 13.1. КАТУШКИ ИНДУКТИВНОСТИ И ТРАНСФОРМАТОРЫ. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ

К индуктивным элементам электронной техники относятся катушки индуктивности и трансформаторы.

Любой проводник, по которому протекает ток  $i$ , обладает индуктивностью  $L$ . Она находится как коэффициент пропорциональности между током и создаваемым им магнитным потоком. Если ток изменяется во времени по синусоидальному закону с угловой частотой  $\omega$ , то происходящее при этом изменение магнитного потока вызывает появление ЭДС самоиндукции  $e_L$ , которая препятствует протеканию переменного тока, что эквивалентно увеличению сопротивления проводника.

*Катушкой индуктивности* называется элемент, способный за-пасать электромагнитную энергию и увеличивающий свое сопротивление переменному току пропорционально его частоте. Таким свойством обладает проводник в форме спирали. При пропускании по нему тока  $i$  в окружающей среде образуется магнитный поток  $\Phi$ , при этом происходит взаимодействие магнитных полей токов в соседних витках.

Проводник в катушке индуктивности называется *обмоткой*, которая может наматываться на *основание* (каркас катушки), выполненное из диэлектрического материала. Если использовать провод с изоляцией, то витки катушки можно располагать рядом или в несколько слоев. Для концентрации магнитного потока и уменьшения габаритных размеров в состав катушки индуктивности вводят *магнитный сердечник*, изготовленный из металлического ферромагнетика, феррита или магнитодиэлектрика. Катушки индуктивности обычно используются на переменном напряжении и по функциям, выполняемым в аппаратуре, подразделяются на несколько видов:

- *контурные* катушки индуктивности вместе с конденсаторами входят в состав колебательных контуров;
- *фильтровые* катушки индуктивности или дроссели, обладающие на высоких частотах большим сопротивлением и пропускающие постоянный или низкочастотный ток, используются в электрических фильтрах;
- *импульсные* катушки индуктивности применяются в цепях формирования или задержки импульсов тока;

- регулируемые катушки индуктивности выполняют функцию переменной индуктивности.

Трансформатором называется система из двух или более индуктивно связанных (через магнитный сердечник) обмоток. Трансформатор с двумя обмотками (первичной и вторичной) может выполнять две основные функции:

- преобразование величины переменного напряжения без изменения его частоты;
- электрическая развязка и согласование сопротивлений цепей первичной и вторичной обмоток.

Импульсные трансформаторы используются для формирования или преобразования импульсных сигналов.

Наибольшее распространение получили *трансформаторы питания*, в которых используются несколько вторичных обмоток, что позволяет получить от единой питающей сети набор напряжений различной величины.

Требования к параметрам индуктивных элементов изменяются в широких пределах в зависимости от назначения, конструкции и условий эксплуатации аппаратуры. Поэтому во многих случаях для каждого конкретного устройства проектируются и изготавливаются свои катушки индуктивности и трансформаторы. Однако в последние годы появились унифицированные индуктивные элементы, выпускаемые как отдельные комплектующие изделия для аппаратуры различного назначения.

### 13.2. НОМИНАЛЬНАЯ ИНДУКТИВНОСТЬ И ОСНОВНЫЕ КОНСТРУКЦИИ КАТУШЕК ИНДУКТИВНОСТИ

*Индуктивностью* катушки принято называть отношение полного магнитного потока  $\Phi$ , сцепленного с витками этой катушки, к протекающему по ней току  $I$ :

$$L = \Phi w / I = BS w / I,$$

где  $w$  — число витков;  $B$  — магнитная индукция среды, в которой распространяется магнитный поток;  $S$  — площадь витка.

Индуктивность катушки зависит от ее конструкции, геометрических размеров, числа витков обмотки и магнитной проницаемости среды. На численное значение индуктивности влияют свойства использованных материалов, температура и влажность окружающей среды, частота приложенного напряжения, наличие близко расположенных магнитных и металлических масс. Точный учет влияния всех факторов на параметры катушек индуктивности невозможен. Обычно для расчета *номинальной индуктивности*  $L_{\text{ном}}$  пользуются формулами, устанавливающими ее связь с числом

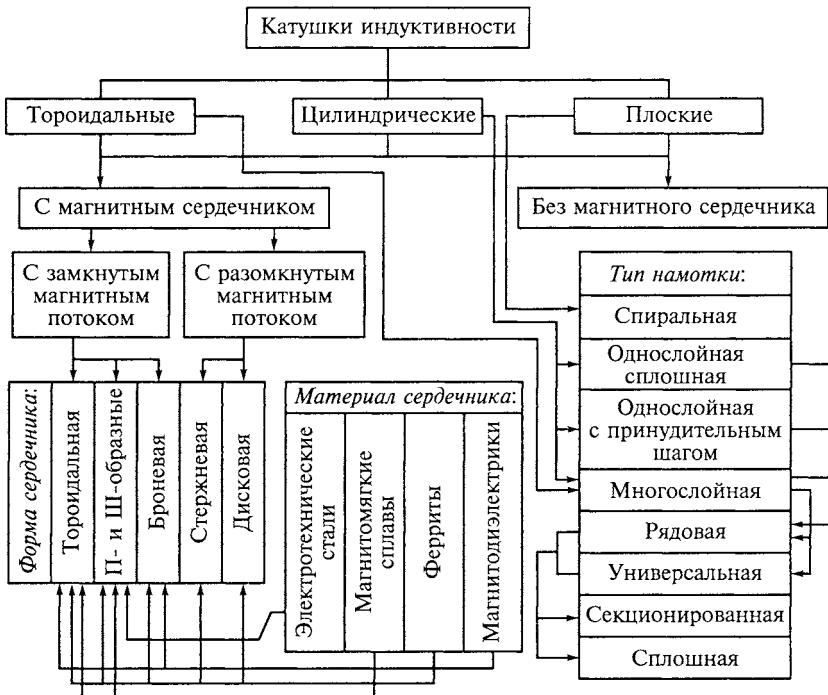


Рис. 13.1. Классификация конструкций катушек индуктивности

витков, геометрическими размерами и формой катушки. Влияние остальных факторов часто оценивается с помощью поправочных коэффициентов, значительная часть которых находится эмпирическим путем. Поэтому после изготовления приходится подгонять  $L_{\text{ном}}$  (с учетом допуска) путем изменения длины провода (числа витков).

На рис. 13.1 приведена классификация катушек индуктивности, учитывающая особенности конструкции обмотки и магнитного сердечника.

По своей форме катушки индуктивности подразделяются на три типа.

**Торoidalная катушка.** В этой катушке обмотка наносится на тороид (рис. 13.2, а). Как правило, такие катушки имеют магнитный сердечник торoidalной формы с прямоугольным сечением. В этом случае магнитный поток концентрируется внутри сердечника, рассеяние в окружающую среду минимально.

Для расчета индуктивности можно воспользоваться формулой

$$L_{\text{ном}} = w^2 S_c \frac{\mu_0 \mu_c}{l_{\text{cp}}} k_{\phi}, \quad (13.1)$$

где  $S_c$  — площадь сечения сердечника;  $l_{\text{ср}}$  — средняя длина силовых линий магнитного поля в сердечнике;  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $\mu_c$  — магнитная проницаемость материала сердечника;  $k_\phi$  — коэффициент формы, учитывающий неравномерность магнитного потока по сечению сердечника,  $k_\phi \rightarrow 1$  (для тороидального сердечника с круглым сечением  $k_\phi = 1$ ).

Выражение (13.1) справедливо для других сердечников с замкнутым магнитным потоком, в этом случае  $k_\phi < 1$  выбирается разным для каждой конструкции.

**Цилиндрическая катушка.** В этом случае обмотка наносится на цилиндрический каркас из диэлектрического материала или на магнитный сердечник с круглым или прямоугольным сечением (рис. 13.2, б). В цилиндрической катушке (соленоиде) даже при наличии магнитного сердечника часть средней длины силовых линий магнитного поля проходит через окружающую немагнитную среду.

Если длина катушки  $l$  много больше ее диаметра  $D$ , то из формулы (13.1) можно получить

$$L_{\text{ном}} = w^2 \mu_0 \mu \pi D^2 / (4l), \quad (13.2)$$

где  $\mu < \mu_c$  ( $\mu \rightarrow \mu_c$  при  $l \rightarrow \infty$ ).

В случае короткой катушки без сердечника, у которой длина и диаметр соизмеримы, индуктивность определяется по эмпирической формуле

$$L_{\text{ном}} = L_0 w^2 D,$$

где  $L_0$  — размерный коэффициент, учитывающий рассеяние магнитного потока и зависящий от геометрических размеров и формы катушки.

**Плоская катушка.** Эта катушка представляет собой спираль, в которой витки расположены в одной плоскости (рис. 13.2, в). Рас-

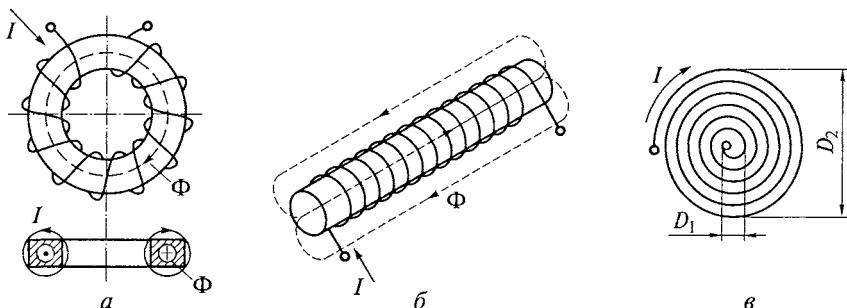


Рис. 13.2. Конструкции катушек индуктивности:  
а — тороидальная; б — цилиндрическая; в — плоская

чет индуктивности плоской катушки производится по эмпирической формуле

$$L_{\text{ном}} = L_0 \frac{(D_2 + D_1)^2 w^2}{D_2 - D_1},$$

где  $D_1$  и  $D_2$  — внутренний и наружный диаметры плоской спирали соответственно.

В плоской катушке для уменьшения габаритных размеров иногда используют ферритовые сердечники в форме диска.

При расчете индуктивности катушек с магнитными сердечниками следует учитывать частотную зависимость магнитной проницаемости используемого материала, обусловленную влиянием вихревых токов (см. подразд. 9.6).

Температурные изменения  $L_{\text{ном}}$  характеризуются температурным коэффициентом индуктивности

$$\alpha_L = \frac{1}{L_{\text{ном}}} \frac{dL}{dT}.$$

В катушках с магнитным сердечником  $\alpha_L \approx \alpha_\mu$  и может достигать  $10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Высокой стабильностью ( $\alpha_L \approx 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ) обладают короткие соленоиды без магнитных сердечников.

### 13.3. СОБСТВЕННАЯ ЕМКОСТЬ И ЭФФЕКТИВНАЯ ИНДУКТИВНОСТЬ КАТУШКИ

В катушке любой конструкции с индуктивностью  $L$  при протекании по ней переменного тока с действующим значением  $I$  между соседними витками обмотки возникает разность потенциалов  $\Delta U$ . В катушке с однослойной намоткой  $\Delta U = I\omega L / w$ . Электрическое поле, обусловленное  $\Delta U$ , при намотке с принудительным шагом (рис. 13.3, *а*) воздействует на диэлектрический материал изоляционного основания, а при сплошной намотке (рис. 13.3, *б*)  $\Delta U$  приложена к двойному слою изоляции провода обмотки, это приводит к возникновению межвитковой емкости. В многослойных обмотках с параллельным расположением витков в соседних слоях (рис. 13.3, *в*) появляется также межслойная емкость, и таким образом любая катушка индуктивности обладает *собственной емкостью*  $C_L$ , которая шунтирует индуктивность катушки. Так как наибольшей емкостью обладают многослойные катушки, то в них вместо намотки рядами (см. рис. 13.3, *в*) часто используют универсальную намотку (рис. 13.3, *г*). В коротком соленоиде при универсальной намотке витки не располагаются параллельно друг другу, а идут попеременно от одного края катушки к другому, пересекаясь под некоторым углом.

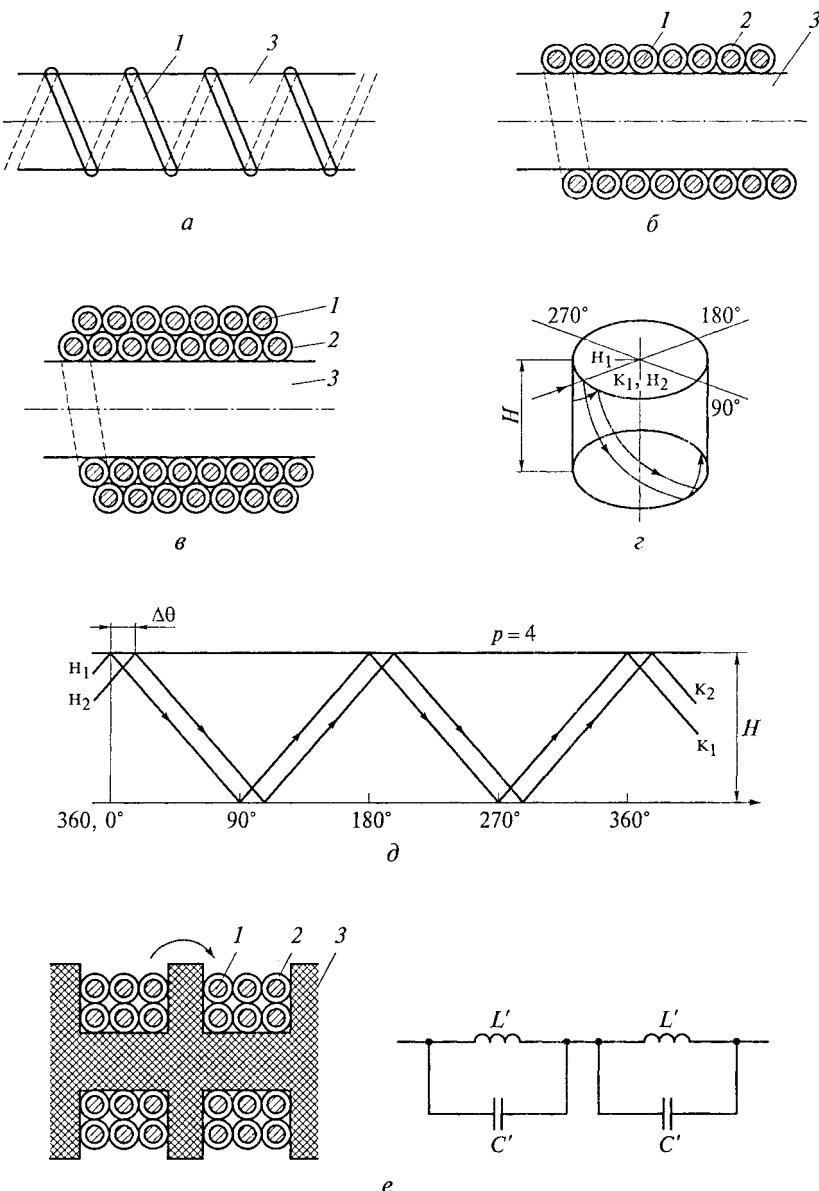


Рис. 13.3. Типы намоток катушек индуктивности:

а — однослойная с шагом; б — однослойная сплошная; в — многослойная рядовая; г — универсальная; д — развертка поверхности катушки со схемой укладки провода; е — секционированная катушка и ее эквивалентная схема соответственно; 1 — медный провод; 2 — изоляционный лак; 3 — диэлектрическое основание или магнитный сердечник

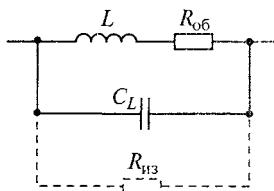


Рис. 13.4. Эквивалентная схема катушки индуктивности

невой изоляцией увеличивается механическая прочность сцепления витков, что позволяет изготавливать короткие цилиндрические многослойные катушки с большим диаметром витков.

В целях еще большего снижения собственной емкости, катушки с универсальной намоткой часто делают состоящими из отдельных последовательно соединенных секций, каждая из которых имеет индуктивность  $L'$  и собственную емкость  $C'$  (рис. 13.3, *е*). Если такая катушка состоит из  $N$  секций, то  $L = NL'$ , а  $C = C'/N$ . Снижение собственной емкости можно достигнуть использованием в конструкции катушки изоляционных материалов с малой диэлектрической проницаемостью. Наименьшей емкостью обладают катушки без каркаса, изготовленные из толстого провода при намотке с принудительным шагом.

С учетом активного сопротивления провода обмотки  $R_{\text{об}}$  эквивалентная схема катушки может быть представлена в виде, изображенном на рис. 13.4. Иногда в схему включают сопротивление  $R_{\text{из}}$ , учитывающее потери в изоляции провода обмотки и в других диэлектрических деталях конструкции.

Полное сопротивление (в комплексном виде)  $Z$  катушки (без учета  $R_{\text{из}}$ ) может быть найдено из выражения

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_{\text{об}} + j\omega L} + j\omega C_L,$$

откуда

$$Z = \frac{R_{\text{об}} + j\omega L}{1 - \omega^2 L C_L + j\omega R_{\text{об}} C_L}. \quad (13.3)$$

По аналогии с выражением (12.9) введем понятие *эффективной индуктивности*  $L_{\text{эф}}$ , полагая, что  $Z = j\omega L_{\text{эф}}$ . Приравнивая это выражение к (13.3), получаем

$$L_{\text{эф}} = \frac{L}{1 - \omega^2 L C_L}.$$

Универсальная намотка характеризуется числом переходов (перегибов) провода  $p$  с одной стороны катушки к другой за один виток и угловым смещением начала соседних витков  $\Delta\theta$ . Эти параметры удобно отображать на развертке поверхности катушки (рис. 13.3, *д*). Расположение витков в соседних слоях под углом друг к другу приводит к значительному уменьшению межслойной емкости. При использовании обмоточных проводов с наружной тканевой изоляцией увеличивается механическая прочность сцепления витков, что позволяет изготавливать короткие цилиндрические многослойные катушки с большим диаметром витков.

В целях еще большего снижения собственной емкости, катушки с универсальной намоткой часто делают состоящими из отдельных последовательно соединенных секций, каждая из которых имеет индуктивность  $L'$  и собственную емкость  $C'$  (рис. 13.3, *е*). Если такая катушка состоит из  $N$  секций, то  $L = NL'$ , а  $C = C'/N$ . Снижение собственной емкости можно достигнуть использованием в конструкции катушки изоляционных материалов с малой диэлектрической проницаемостью. Наименьшей емкостью обладают катушки без каркаса, изготовленные из толстого провода при намотке с принудительным шагом.

С учетом активного сопротивления провода обмотки  $R_{\text{об}}$  эквивалентная схема катушки может быть представлена в виде, изображенном на рис. 13.4. Иногда в схему включают сопротивление  $R_{\text{из}}$ , учитывающее потери в изоляции провода обмотки и в других диэлектрических деталях конструкции.

Полное сопротивление (в комплексном виде)  $Z$  катушки (без учета  $R_{\text{из}}$ ) может быть найдено из выражения

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_{\text{об}} + j\omega L} + j\omega C_L,$$

откуда

$$Z = \frac{R_{\text{об}} + j\omega L}{1 - \omega^2 L C_L + j\omega R_{\text{об}} C_L}. \quad (13.3)$$

По аналогии с выражением (12.9) введем понятие *эффективной индуктивности*  $L_{\text{эф}}$ , полагая, что  $Z = j\omega L_{\text{эф}}$ . Приравнивая это выражение к (13.3), получаем

$$L_{\text{эф}} = \frac{L}{1 - \omega^2 L C_L}.$$

С увеличением частоты  $L_{\text{эф}}$  растет вплоть до *резонансной* частоты  $f_0 = 1 / (2\pi\sqrt{LC_L})$ , которая является предельной теоретической частотой использования катушки индуктивности, так как на частотах  $f > f_0$  катушка будет обладать емкостным характером полного сопротивления. Для увеличения  $f_0$  необходимо снижать собственную емкость катушки.

Собственная емкость не только уменьшает область частотного использования катушки, но и увеличивает потери энергии в ней и уменьшает ее стабильность.

### 13.4. ДОБРОТНОСТЬ КАТУШЕК ИНДУКТИВНОСТИ

Потери энергии в катушке индуктивности задаются ее *добротностью*. При замещении реальной катушки последовательной эквивалентной схемой (см. рис. 9.19) добротность  $Q$  находят как отношение индуктивного сопротивления катушки  $\omega L$  к ее активному сопротивлению  $r$ , характеризующему потери энергии во всех элементах конструкции катушки. При этом

$$r = r_{\text{об}} + r_{\text{д}} + r_{\text{вн}}, \quad (13.4)$$

где  $r_{\text{об}}$  — сопротивление провода обмотки;  $r_{\text{д}}$  — сопротивление, обусловленное потерями в диэлектрических частях конструкции;  $r_{\text{вн}}$  — вносимое сопротивление, связанное с потерями в магнитном сердечнике.

Следует учесть, что все три составляющие  $r$  зависят от частоты переменного тока  $f$ , протекающего через катушку.

Если обмотка катушки изготовлена из медного провода диаметром  $d$  и содержит  $w$  витков со средним диаметром  $D$ , то при  $f > 10$  кГц

$$r_{\text{об}} = 4\rho_{\text{Cu}} (Dw) k_R k_b / d^2,$$

где  $\rho_{\text{Cu}}$  — удельное сопротивление меди;  $k_R$  — коэффициент сопротивления, учитывающий поверхностный эффект;  $k_b$  — коэффициент, обусловленный эффектом близости.

На рис. 13.5 показано распределение плотности переменного тока  $J$  в сечении провода. В соответствии с формулой (2.27) в случае сильно выраженного поверхностного эффекта плотность тока убывает от поверхности провода к его центру по экспоненциальному закону, а эффективная площадь сечения (в ее пределах  $J$  можно считать постоянной)

$$S_{\text{эф}} = \pi \Delta d < S_0,$$

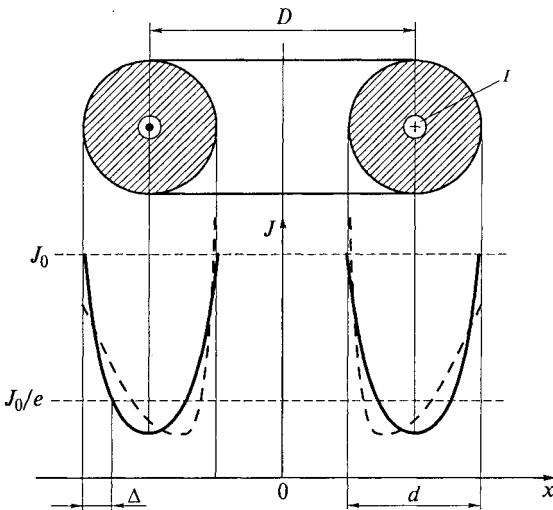


Рис. 13.5. Распределение плотности тока в сечении провода витка катушки индуктивности, обусловленное поверхностным эффектом (пунктир — с учетом эффекта близости)

где  $\Delta$  — глубина проникновения электромагнитного поля в проводник, определяемая из выражения (2.26);  $S_0$  — площадь сечения провода обмотки.

Эффект близости, наблюдаемый при малых  $D$ , приводит к нарушению осевой симметрии распределения  $J$ : плотность тока в проводе у внутренней поверхности витка оказывается больше, чем у наружной; поэтому  $S_{\text{эф}}$  уменьшается, и  $k_b \geq 1$ .

Активная мощность потерь в диэлектрических частях катушки  $P_{\text{а.д}}$  зависит от собственной емкости  $C_L$ , а для последовательной эквивалентной схемы имеем

$$P_{\text{а.д}} = U^2 \omega C_L \operatorname{tg} \delta_d = I^2 r_d, \quad (13.5)$$

где  $\operatorname{tg} \delta_d$  — тангенс угла потерь в диэлектрике;  $I = U / \omega L$ .

Отсюда

$$r_d = \omega^3 C_L L^2 \operatorname{tg} \delta_d.$$

Если  $r_{\text{об}}$  и  $r_d$  поддаются расчету, то  $r_{\text{вн}}$ , характеризующее потери в магнитном сердечнике, обычно определяют экспериментально. Физический смысл этих потерь был рассмотрен в подразд. 9.6. По аналогии с формулой (13.5) активная мощность потерь в магнитном сердечнике

$$P_{\text{а.м}} = I^2 \omega L \operatorname{tg} \delta_m = I^2 r_{\text{вн}}.$$

Отсюда следует, что

$$r_{\text{вн}} = \omega L \operatorname{tg} \delta_m,$$

где  $\operatorname{tg} \delta_m$  — тангенс угла магнитных потерь, зависящий от частоты магнитного поля, который может быть определен по динамической петле гистерезиса катушки с магнитным сердечником (рис. 13.6).

На высоких частотах изменения магнитной индукции в ферромагнетике отстают от изменения напряженности магнитного поля на угол  $\delta_m$ , который характеризует магнитные потери; при этом динамическая петля гистерезиса имеет форму эллипса. Если по обмотке катушки протекает ток  $I = I_m \sin \omega t$ , то напряженность магнитного поля  $H = H_m \sin \omega t$ , а индукция в сердечнике  $B = B_m \sin(\omega t - \delta_m)$ . На рис. 13.6 под динамической петлей гистерезиса изображена временная зависимость  $H$  в течение половины периода. Точка  $a$  соответствует моменту времени, когда  $H = 0$ , а точка  $b$  — моменту, когда  $B = 0$ . При  $\omega t = \pi/2$  (точка  $c$ ) имеем:

$$H = H_m; B = B_m \sin(\pi/2 - \delta_m) = B_m \cos \delta_m = B_1.$$

При  $\omega t = \pi/2 + \delta_m$  (точка  $e$ )  $B = B_m$ . Отсюда следует, что  $\cos \delta_m = B_1 / B_m$ . Взяв значения  $B_1$  и  $B_m$  в относительных единицах, можно рассчитать  $\delta_m$ , а затем  $r_{\text{вн}}$ . Угол  $\delta_m$  может быть также определен по длине отрезка  $a - a'$  на временной зависимости  $H$ . Наиболее точное определение  $r_{\text{вн}}$  по этой методике получается в катушках, имеющих сердечники с замкнутым магнитным потоком.

Тангенс угла потерь в катушке  $\operatorname{tg} \delta_L = (r_{\text{об}} + r_d + r_{\text{вн}}) / (\omega L) = 1 / Q$ , при этом активная мощность, рассеиваемая во всех элементах конструкции катушки  $P_{aL} = I^2 \omega L / Q$ , обратно пропорциональна добротности.

В реальных катушках значение добротности лежит в пределах от 20 до 1 000.

Особенно важно иметь высокую  $Q$  в контурных катушках индуктивности, так как от этого зависит точность настройки колебательного контура в резонанс.

Можно указать следующие пути увеличения добротности катушек индуктивности.

1. Уменьшение собственной емкости за счет применения универсальной обмотки, секционирования, использования изоляционных материалов с малыми  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta_d$ . Например, в катушках УКВ-

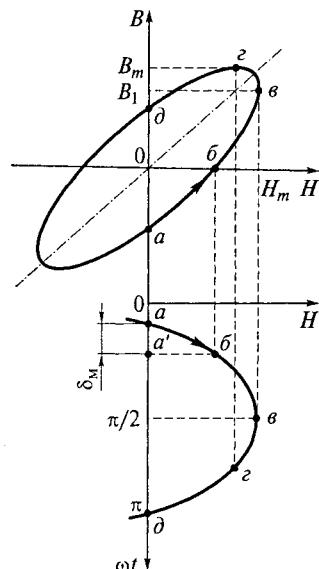


Рис. 13.6. Определение вносимого сопротивления по динамической петле гистерезиса

диапазона часто используется провод без изоляции, намотанный с принудительным шагом на цилиндрический каркас, изготовленный из полиэтилена, полисторола или высокочастотной керамики (см. рис. 13.3, *a*). Иногда для повышения температурной стабильности провод нагретым укладывают в спиральную канавку на поверхности каркаса.

2. Увеличение диаметра  $D$  витков катушки. Из формул (13.2) и (13.4) следует, что  $L \sim D^2 w^2$ , а  $r_{ob} \sim Dwk_b$ ; поэтому для получения требуемой индуктивности при большем  $D$  можно уменьшить число витков  $w$ . Одновременно становится меньше  $k_b$ , а это вызывает уменьшение  $r_{ob}$  и, соответственно, увеличение  $Q$ . Наибольший эффект получается в коротких цилиндрических катушках с универсальной намоткой.

3. Изготовление обмотки из *литцендрата* — многожильного провода, состоящего из большого числа тонких изолированных друг от друга медных проводников, свитых в один жгут. Из-за малого диаметра отдельных жил поверхностный эффект проявляется слабо, и на частотах до 2...3 МГц сопротивление обмотки из литцендрата оказывается ниже, чем сопротивление сплошного провода. Однако на более высоких частотах между отдельными жилами возникает заметная емкостная проводимость, а также возрастают потери в изоляции жил. Поэтому использование литцендрата наиболее эффективно на частотах до 1,0...1,5 МГц, где повышение добротности за счет применения этого провода может достигать 30...40 %.

4. Использование в катушках магнитных сердечников из материалов с высоким значением  $\mu$  и малыми магнитными потерями в рабочем диапазоне частот. В случае применения магнитного сердечника заданная индуктивность достигается при меньшем числе витков обмотки, что снижает  $r_{ob}$  и уменьшает  $C_L$ . В конечном итоге это приводит к увеличению  $Q$ . Однако одновременно возникают магнитные потери, характеризуемые  $r_{bh}$ , особенно заметные на высоких частотах. Эффективность применения сердечников с точки зрения повышения добротности катушки в рабочем интервале частот во многом зависит от правильного выбора магнитного материала.

Следует учитывать, что добротность любой катушки зависит от частоты (рис. 13.7). На низких частотах составляющие  $r$  с частотой

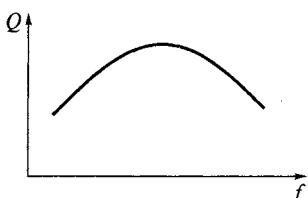


Рис. 13.7. Частотная зависимость добротности катушки индуктивности

меняются слабо, и рост  $Q$  обусловлен увеличением реактивного сопротивления  $\omega L$ . Однако при дальнейшем увеличении частоты наблюдается более быстрый рост активного сопротивления по сравнению с реактивным, и  $Q$  уменьшается.

Быстрый рост  $r$  обусловлен влиянием поверхностного эффекта и эффекта близости в обмотке, резким увеличением потерь в диэлектрических частях ( $r_d \sim f^3$ ), а при наличии сердечника — возрастанием магнитных потерь.

Добротность катушек, прежде всего имеющих магнитные сердечники, зависит также от температуры.

### 13.5. ТРАНСФОРМАТОРЫ

В общем случае любой трансформатор (рис. 13.8) имеет, по крайней мере, две индуктивно связанные обмотки: первичную с числом витков  $w_1$  и индуктивностью  $L_1$  и вторичную с числом витков  $w_2$ .

Особенностью трансформаторов является использование в них (для увеличения индуктивной связи между обмотками) магнитопроводов из магнитомягких сталей, сплавов или ферритов, образующих замкнутую магнитную цепь. Приложенное к первичной цепи переменное напряжение вызывает появление магнитного потока  $\Phi_1$ , пронизывающего вторичную обмотку. В соответствии со вторым правилом Кирхгофа напряжение  $u_1$ , создающее ток  $i_1$  в первичной обмотке, уравновешивается падением напряжения на активном сопротивлении первичной обмотки  $R_1$  и противоЭДС  $e_1$ , индуцируемой сцепленным с обмоткой потоком  $\Phi_1$ , изменяющимся со временем  $t$ :

$$u_1 = i_1 R_1 - e_1 = i_1 R_1 + \frac{w_1 d\Phi_1}{dt}.$$

В свою очередь, ЭДС  $e_2$ , индуцируемая во вторичной обмотке, уравновешивается падением напряжения  $u_2$  на нагрузке  $R_h$  и на активном сопротивлении вторичной обмотки  $R_2$ :

$$e_2 = -w_2 \frac{d\Phi_2}{dt} = i_2 R_2 + u_2. \quad (13.6)$$

При этом следует учесть, что

$$u_2 = n u_1 \text{ и } i_2 = i_1 / n,$$

где  $n$  — коэффициент трансформации,  $n = w_2 / w_1$ .

В реальном трансформаторе не весь магнитный поток  $\Phi_1$ , возбуждаемый первичной обмоткой, пронизывает витки вторичной

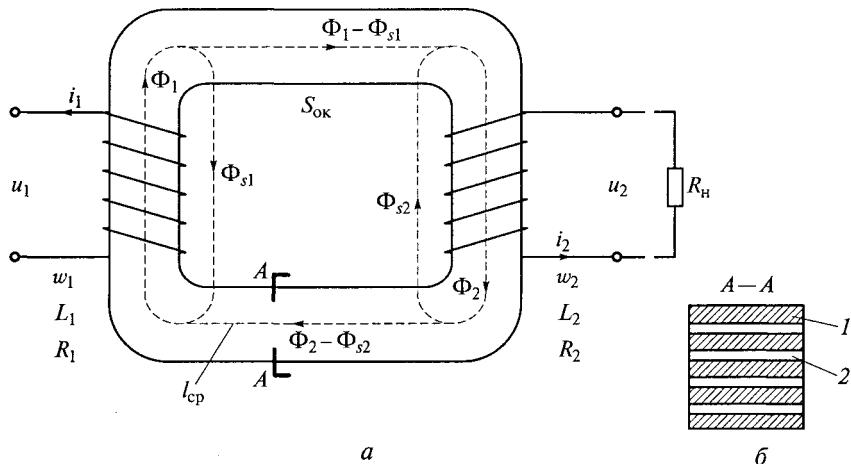


Рис. 13.8. Принцип действия трансформатора:

а — расположение обмоток на магнитопроводе; б — сечение магнитопровода;  
1 — магнитный материал; 2 — изоляция

обмотки. Часть его представляет поток рассеяния  $\Phi_{s1}$ . Аналогичный поток рассеяния  $\Phi_{s2}$  формируется и вторичной обмоткой.

При расчете трансформатора пользуются схемой замещения (рис. 13.9), которая получена путем замены магнитной связи между обмотками на электрическую при условии неизменности напряжений  $u_1$  и  $u_2$ .

Наличие потоков рассеяния требует включения в схему последовательно с активными сопротивлениями обмоток индуктивностей  $L_{s1}$  и  $L_{s2}$  (в  $L_{s2}$  входит  $L_2$ ). Сопротивление  $R_m$  характеризует потери в магнитном сердечнике. Необходимо также учесть межвитковые и межобмоточные емкости (на схеме —  $C$ ). Приведенные параметры вторичной цепи рассчитывают по значению коэффициента трансформации  $n$ :

$$R'_2 = u_1 / i_1 = R_2 / n^2; R'_H = R_H / n^2; L'_{s2} = L_{s2} / n^2.$$

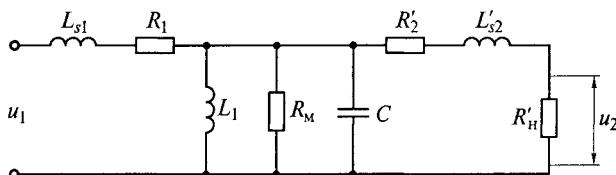


Рис. 13.9. Схема замещения трансформатора

В режиме холостого хода ( $R_{\text{н}} \rightarrow \infty$ ) по первичной обмотке про текает ток  $I_x$ , определяемый током намагничивания  $I_{\mu x} = U_1 / (\omega L_1)$  и активным током

$$I_{\text{a},x} = P_{\text{a},x} / U_1,$$

где  $U_1$  — действующее значение напряжения в первичной обмотке;  $P_{\text{a},x}$  — активная мощность потерь в сердечнике.

Полагая, что  $\omega L_1 \ll 1/(\omega C)$ , находим

$$I_x = \sqrt{I_{\mu x}^2 + I_{\text{a},x}^2}.$$

Воспользовавшись формулой (13.1), получим индуктивность первичной обмотки

$$L_1 = 12,6 \cdot 10^{-7} \mu w_1^2 S_{\text{ct}} / l_{\text{cp}},$$

где  $S_{\text{ct}}$  — площадь сечения магнитного материала в сердечнике.

Действующее значение ЭДС во вторичной обмотке рассчитывается по формуле

$$E_2 = 4,44 w_2 f B_m S_{\text{ct}},$$

где  $B_m$  — амплитудное значение магнитной индукции в сердечнике.

Это выражение получено из формулы (13.6) в предположении, что

$$B = B_m \sin \omega t; \Phi_m = B_m S_{\text{ct}}; \omega = 2\pi f.$$

Полную мощность во вторичной обмотке  $P_2$  найдем как

$$P_2 = J_{\text{cp}} E_2 S_2,$$

где  $J_{\text{cp}}$  — средняя допустимая плотность тока в обмотке,  $J_{\text{cp}} \leq 10^7 \text{ A/m}^2$ ;  $S_2$  — площадь сечения провода вторичной обмотки.

Отсюда имеем

$$P_2 = 4,44 w_2 f B_m S_{\text{ct}} J_{\text{cp}} S_2. \quad (13.7)$$

При использовании в магнитопроводах магнитомягких сталей и сплавов (они имеют малое удельное сопротивление) для уменьшения потерь на вихревые токи сердечник собирают из тонких листов ферромагнетика, покрытых слоем изоляции (см. рис. 9.18 и 13.8, б). В этом случае при расчете трансформатора вводят конструктивный параметр, называемый коэффициентом заполнения сердечника сталью

$$k_{\text{з.ст}} = S_{\text{ct}} / S_c,$$

где  $S_c$  — площадь сечения сердечника (при использовании сплошных ферритовых сердечников  $k_{\text{з.ст}} = 1$ ).

В окне сердечника с замкнутым магнитным потоком (см. рис. 13.8, *a*) должны разместиться две обмотки и зазор между ними, при этом медный провод обмотки имеет изоляцию. Поэтому вводят еще один конструктивный параметр — коэффициент заполнения окна сердечника медью

$$k_{3,м} = S_m / S'_{ок},$$

где  $S_m$  — суммарная площадь сечения всех витков вторичной обмотки, расположенных в окне площадью  $S_{ок}$ ,  $S_m = w_2 S_2$ ;  $S'_{ок}$  — площадь окна, занятая витками вторичной обмотки с учетом изоляции и зазоров между витками.

Полагая  $S'_{ок} = S_{ок}/2$ , перепишем формулу (13.7) в виде

$$P_2 = 2,22fB_m J_{cp} S_c S_{ок} k_{3,ct} k_{3,м}.$$

Габаритные размеры трансформатора пропорциональны произведению  $S_c S_{ок}$ , м<sup>4</sup>, которое называют *габаритным произведением*. Полагая  $B_m \approx B_s$ , где  $B_s$  — индукция насыщения материала сердечника (это справедливо для трансформаторов питания), получаем:

$$S_c S_{ок} = P_2 / (2,22fB_s J_{cp} k_{3,ct} k_{3,м}). \quad (13.8)$$

Габаритное произведение стандартизировано для сердечников из различных материалов, что позволяет в зависимости от мощности аппаратуры подбирать для нее унифицированные трансформаторы. Массу трансформатора оценивают по формуле

$$M = K(P_2/f)^{3/4},$$

где  $K$  — коэффициент, зависящий от плотности и термостойкости использованных материалов, условий теплоотдачи от обмотки сердечника, конструктивных параметров трансформатора, а также от магнитных свойств материала сердечника.

Для уменьшения габаритных размеров и массы трансформатора следует использовать сердечники из материалов с большой  $B_s$ , но при этом надо учитывать, что потери на вихревые токи и на гистерезис в сердечнике увеличиваются (примерно по квадратичному закону) с увеличением  $B_m$ .

Следует также учесть, что вихревые токи пропорциональны квадрату частоты, но снижаются с увеличением сопротивления сердечника. Потери в сердечнике вызывают дополнительный нагрев трансформатора. Значительно меньшими потерями, по сравнению с металлическими ферромагнетиками, обладают ферриты и магнитодиэлектрики, но у них меньше значения  $\mu$  и  $B_s$ , хуже температурная стабильность. Увеличение  $\mu$  позволяет уменьшить  $S_{ок}$  благодаря снижению числа витков в первичной обмотке.

Габаритные размеры и масса трансформаторов существенно снижаются с увеличением частоты. В современной электронной аппаратуре габаритные размеры трансформаторов питания от сети 50 Гц значительно превосходят габаритные размеры других компонентов. Поэтому в состав аппаратуры часто вводят вторичные источники питания (статические полупроводниковые преобразователи напряжения), работающие на повышенных частотах.

### 13.6. МАГНИТНЫЕ СЕРДЕЧНИКИ КАТУШЕК ИНДУКТИВНОСТИ И ТРАНСФОРМАТОРОВ

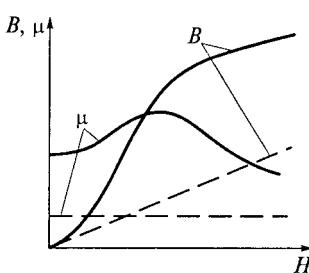
Основной целью введения магнитных сердечников в состав индуктивных элементов является уменьшение их габаритных размеров. Кроме того, в катушках индуктивности с магнитными сердечниками увеличивается добротность и появляется возможность регулирования индуктивности.

В то же время введение сердечника всегда ухудшает температурную стабильность катушек ( $\alpha_L \approx \alpha_\mu$ ). При использовании сердечников с замкнутым магнитным потоком возникает зависимость индуктивности  $L$  от силы тока  $I$  в обмотке, появляются дополнительные магнитные потери.

Для получения лучшей температурной стабильности следует выбирать материалы с высокой температурой Кюри, вблизи которой наблюдаются наиболее заметные изменения магнитной проницаемости (см. рис. 9.16 и 10.12).

Зависимость  $L(I)$  катушек индуктивности (а они, как правило, используются при малых напряженностях магнитного поля) объясняется нелинейным характером начального участка основной кривой намагничивания (см. рис. 9.11), из-за чего при изменении тока изменяется  $\mu$  материала. Для устранения этого явления в магнитной цепи сердечника создают немагнитный зазор (см. подразд. 10.6). При наличии зазора и при заданной напряженности внешнего магнитного поля уменьшается магнитная индукция в сердечнике, а зависимость  $B(H)$  становится близкой к лин-

Рис. 13.10. Зависимости магнитной индукции в сердечнике  $B$  и магнитной проницаемости  $\mu$  от напряженности внешнего магнитного поля  $H$  в замкнутом сердечнике (сплошная линия) и в сердечнике с немагнитным зазором (пунктир)



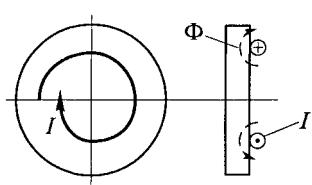
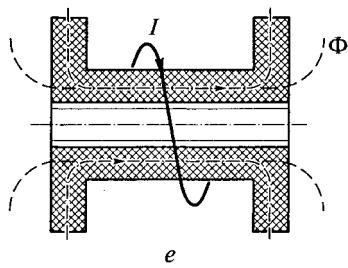
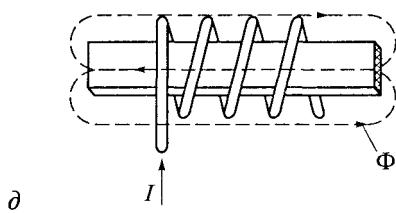
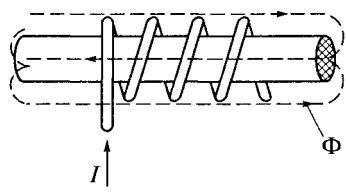
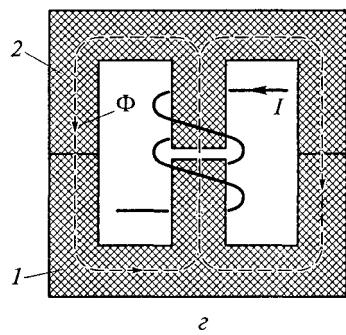
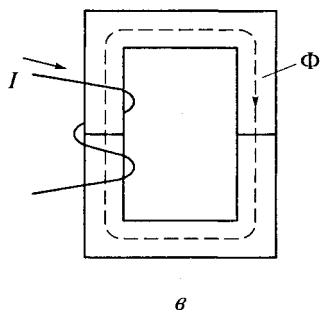
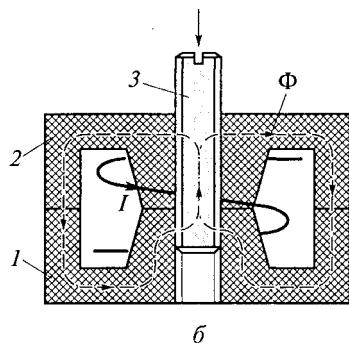
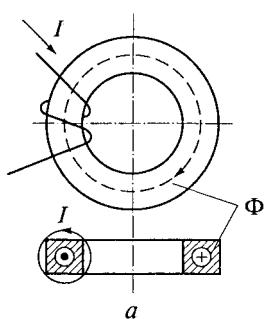


Рис. 13.11. Формы магнитных сердечников из ферритов и магнитодиэлектриков:

*а* — кольцевой; *б* — броневой (для регулируемой катушки индуктивности); *в* — П-образный; *г* — Ш-образный с зазором; *д* — стержневой; *е* — в виде каркаса (с возможностью получения регулируемой катушки индуктивности); *ж* — дисковый; *1, 2, 3* — составные части сердечника. Сплошными утолщенными линиями показаны места расположения обмоток с током *I*, а пунктиром — направления магнитного потока  $\Phi$



нейной (рис. 13.10). При этом магнитная проницаемость сердечника снижается, но ее значение мало зависит от  $H$  и, соответственно, от тока в обмотке.

По конструкции сердечники с замкнутым магнитным потоком можно подразделить на кольцевые (тороидальные), броневые, П- и Ш-образные (рис. 13.11, *a*...*г*). В каждой конструкции при необходимости может быть получен немагнитный зазор. В магнитных сердечниках для цилиндрических и плоских катушек (рис. 13.11, *д*...*ж*) силовые линии магнитного поля замыкаются через немагнитные среды, в этом случае ток в обмотке практически не влияет на параметры катушки индуктивности.

При использовании броневого сердечника возможно получение регулируемой катушки индуктивности. Броневой сердечник (см. рис. 13.11, *б*) состоит из трех частей. В деталях *1* и *2* есть отверстия с резьбой, в которых располагается регулировочный стержень *3*, также имеющий резьбу. При его перемещении (вращении) меняется площадь сечения сердечника, через которую проходит магнитный поток. Это вызывает изменение индуктивности катушки. Подобный эффект можно получить при использовании немагнитных стержней с резьбой (см. рис. 13.11, *е*).

Для уменьшения влияния магнитных потерь следует правильно выбирать магнитный материал сердечника. Можно выделить три вида магнитомягких материалов, используемых для изготовления магнитопроводов катушек индуктивности и трансформаторов: магнитомягкие стали и сплавы, магнитомягкие ферриты, магнитодиэлектрики. Их свойства описаны в гл. 10. При выборе материалов следует пользоваться табл. 10.1 и табл. 10.2.

## Контрольные вопросы

1. Перечислите основные функции катушек индуктивности как элементов электронной техники. Каким набором свойств должны обладать катушки в каждом функциональном назначении?
2. Как в катушках индуктивности тороидального, цилиндрического и плоского типов располагаются обмотки относительно изоляционного

---

основания и магнитного сердечника? Задайте направление токов в обмотках и укажите распределение магнитного потока в сердечниках и в окружающей катушки среде.

3. Как рассчитывается эффективная индуктивность катушки с учетом влияния сопротивления изоляции? Чем обусловлено это сопротивление?

4. Почему среди катушек индуктивности с многослойной обмоткой наименьшей собственной емкостью и наибольшей добротностью обладают катушки с секционированной универсальной намоткой?

5. Какой тип конструкции и почему выбирается при создании высокочастотных катушек малой индуктивности с большой добротностью?

6. Почему в контурных катушках индуктивности для мощных радиопередатчиков применяют медный провод, покрытый слоем серебра?

7. Как изменится добротность плоской катушки индуктивности, если увеличить ширину печатного проводника?

8. Чем определяется число витков в первичной обмотке трансформатора? От какого параметра зависит число витков во вторичной обмотке?

9. Почему магнитотвердые материалы не используют в сердечниках катушек индуктивности и трансформаторах? Почему в силовых трансформаторах практически не применяют ферриты?

10. Приведите примеры использования в регулируемых катушках индуктивности немагнитных сердечников.

# Глава 14

## СОЕДИНИТЕЛЬНЫЕ И КОММУТАЦИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

---

### 14.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИЖИМНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КОНТАКТЕ

В любой электронной аппаратуре должны осуществляться электрическое соединение и разъединение отдельных цепей и блоков, часто требуется производить коммутацию (переключение) электрических цепей, поэтому в состав аппаратуры обязательно входят соединительные и коммутационные элементы. Основной частью этих элементов являются электрические контакты. С увеличением сложности аппаратуры значительно возрастает число применяемых электрических контактов, и от их работоспособности во многом зависит надежность всей аппаратуры в целом. Более 50 % выходов из строя аппаратуры вызваны отказами в электрических контактах.

*Электрическим контактом* называется соединение двух проводников, приведенных в соприкосновение, с целью передачи электрической энергии от одного проводника к другому. Соединяемые проводники называются *контактной парой*.

В общем случае электрический контакт содержит две поверхности проводников, которые механически прижимают друг к другу. Металлы, используемые в контактах, обычно являются поликристаллическими веществами. Они состоят из множества малых областей (зерен или кристаллитов) неправильной формы, самым различным образом расположенных относительно друг друга. После механической обработки поверхность металлов становится шероховатой, т. е. состоит из выступов, представляющих собой кристаллиты и их обломки (высота выступов 10...100 мкм). Механической и химической полировкой средний размер неровностей поверхности уменьшают до единиц микрометров. Однако на обрабатываемой поверхности при этом образуется тонкий слой с механическими и электрическими свойствами, отличными от свойств исходного материала (рис. 14.1, *a*). Этот слой, называемый слоем Бейлби, возникает в результате разрушения наиболее крупных выступов и последующего впрессовывания их обломков во впадины микрорельефа. При этом значительная часть кристаллитов окисляется, их сопротивление увеличивается, поэтому слой Бейлби является почти аморфным и отличается повышенным удельным сопротивлением и твердостью.

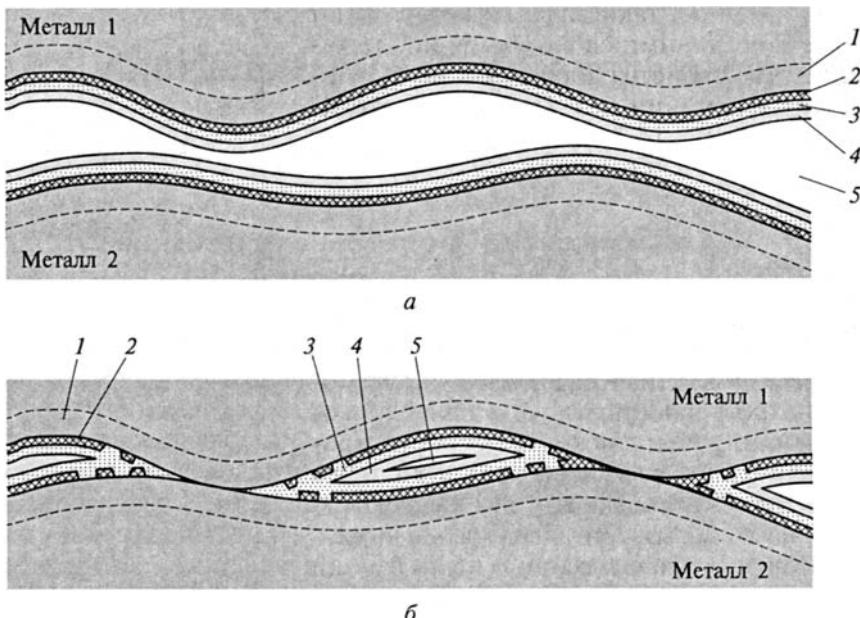


Рис. 14.1. Состояние поверхности контактирующих материалов:

*а* — до соприкоснения; *б* — при механическом контактировании; 1 — слой Бейлби; 2 — хрупкий оксидный слой; 3 — пластичный сульфидный слой; 4 — полимерные или водяные пленки; 5 — воздух

На поверхности металла, находящегося в атмосфере промышленных городов, образуются диэлектрические и полупроводниковые пленки. Прежде всего следует упомянуть оксидные пленки, толщина которых зависит от скорости диффузии кислорода в металл и металла в оксид пленки, от температуры, давления и состава окружающей среды. Наиболее часто в качестве материала контакта выступает медь. Скорость диффузии ионов меди в оксид уменьшается по мере увеличения его толщины, поэтому скорость роста пленки с течением времени тоже уменьшается и становится равной нулю. На поверхности меди образуется пленка толщиной  $h_0$ , постоянная для данных внешних условий (для определенной влажности, температуры и давления кислорода в окружающей среде).

Пленка оксида обладает пассивирующими свойствами, но ее структура разрушается при образовании контакта (рис. 14.1, *б*).

Одновременно возникают так называемые пленки потускнения. Они образуются в атмосфере, содержащей сероводород, активно взаимодействующий с металлами. В результате на поверхности происходит синтез сульфидов, которые по электрическим свойствам относятся к полупроводникам или (реже) к диэлектрикам.

К сожалению, такие пленки не обладают пассивирующими свойствами, а их механические свойства допускают значительные деформации без разрушения структуры (см. рис. 14.1, б). Наружные пленки (полимерные или водяные) влияют на свойства контактов только в режиме микротоков.

Рассмотрим механическое соединение двух металлов (в виде цилиндров с радиусом  $r_0$ ) под действием внешнего давления (рис. 14.2). Так как соприкасающиеся металлы (контактная пара) имеют шероховатую поверхность, то механическое соединение элементов контактных пар происходит не по всей поверхности контакта ( $S_0 = \pi r_0^2$ ), а только на отдельных участках, называемых контактными пятнами.

Под действием механической нагрузки  $F$  в контактной паре в результате пластической деформации площадь механического соединения металлов  $S_{\text{мех}}$  увеличивается, очевидно, что  $S_{\text{мех}} < S_0$ . Структура переходной области контакта приведена на рис. 14.3, где в пределах механического контактирования  $S_{\text{мех}}$  области с различными механизмами электропроводности показаны раздельно. В резуль-

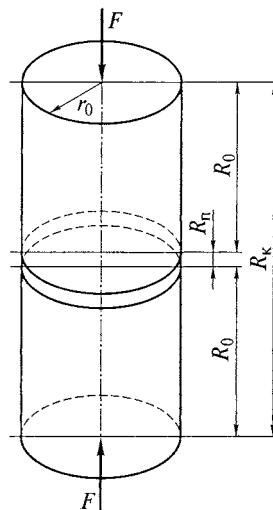


Рис. 14.2. Модель прижимного плоскостного электрического контакта

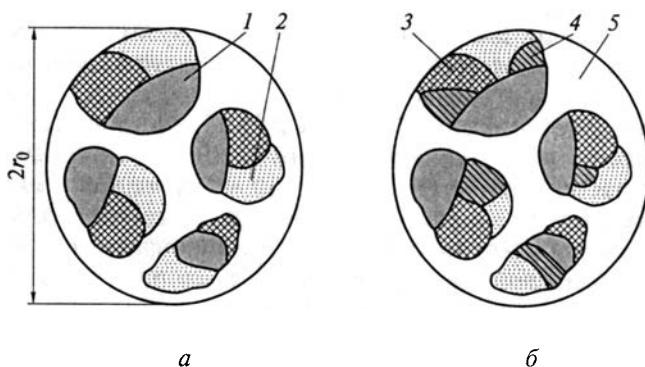


Рис. 14.3. Состояние контактирующих поверхностей в прижимном электрическом контакте, по Хольму:

а — без электрической нагрузки; б — под электрической нагрузкой; 1 — участки металлической проводимости (тип а); 2 — участки с полупроводниковыми свойствами (тип б); 3 — поверхности с диэлектрическими свойствами (тип с); 4 — области фриминга; 5 — воздушные промежутки

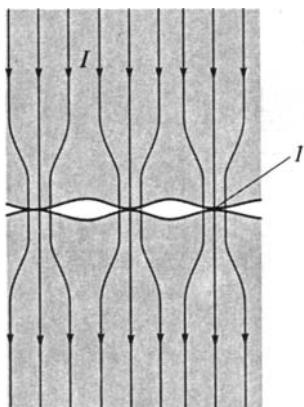


Рис. 14.4. Стягивание линий тока в прижимном электрическом контакте:  
I — области эффективного контактирования

тате сдавливания и механического разрушения на поверхности контактирующих металлов образуются участки **a** с металлической проводимостью площадью  $S_a$  и участки **b** с квазиметаллической (полупроводниковой) проводимостью площадью  $S_b$ . На участках типа **c** диэлектрические пленки при этом остаются неповрежденными. Очевидно, что  $S_a + S_b + S_c = S_{\text{мех}}$  (рис. 14.3, *a*).

При подаче напряжения на контакт распределение областей типа **a**, **b** и **c** изменяется (рис. 14.3, *б*). Это обусловлено следующими процессами.

1. В первый момент после подачи напряжения на контакт напряженность электрического поля на участках типа **a** и **b** может достигать  $10^6 \dots 10^8$  В/м. В таких полях происходит туннелирование электронов через диэлектрическую и полупроводниковую пленки, а также термоэлектронная эмисия, приводящие к пробою пленок, этот процесс называется *A-фриттингом*.

2. Электрическое и тепловое действия тока вызывают разрушение сульфидных пленок на участках типа **b** и **c** (*B-фриттинг*). Таким образом, в результате *A-* и *B-фриттингов* увеличивается область эффективного металлического контактирования ( $S_{\text{эф}} = S_a + S_b$ , где  $S_b$  — площадь фриттинга).

3. Далее происходит стягивание линий тока к местам эффективного контактирования. При этом увеличивается плотность тока в контакте и возрастает его локальный перегрев (рис. 14.4).

К числу основных электрических параметров контакта относится его *контактное сопротивление* в зоне перехода между двумя металлами  $R_k$ , при этом  $R_k \gg R_0$ , где  $R_0$  — сопротивление материалов контактной группы (см. рис. 14.2).

Можно полагать, что  $R_k \approx R_n$ , где  $R_n$  — переходное сопротивление между поверхностями двух контактирующих проводников.

В свою очередь, переходное сопротивление имеет две составляющие:  $R_n = R_c + R_{\text{пл}}$ , где  $R_c$  — сопротивление стягивания;  $R_{\text{пл}}$  — сопротивление пленок в зоне контактирования.

Физический смысл сопротивления стягивания можно пояснить на модели, в которой одиничный контакт между металлами кон-

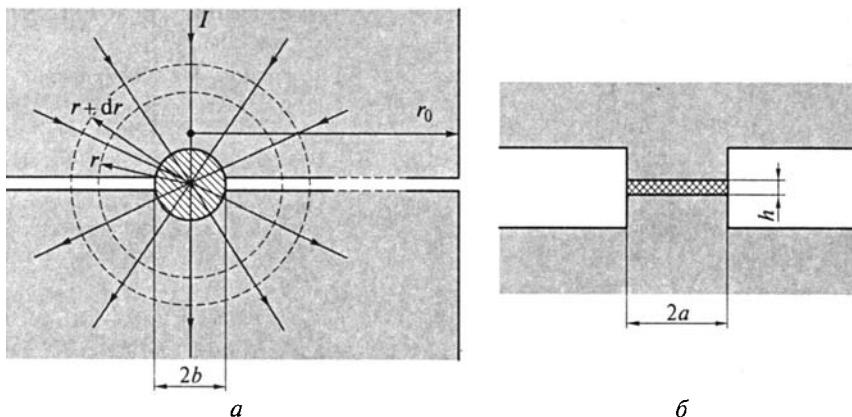


Рис. 14.5. К определению сопротивления стягивания (а) и переходного сопротивления (б) прижимного электрического контакта

тактной пары представляет собой сферу с радиусом  $b$  (рис. 14.5, а). При этом возникновение радиальной составляющей тока приводит к увеличению сопротивления. Линии тока будут стягиваться к сфере по радиусу, и сопротивление стягивания  $dR_c$  между эквипотенциальными полусферами с радиусами  $r$  и  $r + dr$  определяется как

$$dR_c = \frac{\rho_k dr}{2\pi r^2},$$

где  $\rho_k$  — удельное сопротивление металла контактной пары.

Тогда

$$R_c = \frac{\rho_k}{2\pi} \int_b^0 \frac{dr}{r^2} = \frac{\rho_k}{2\pi} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{r_0} \right),$$

где  $r_0$  — радиус цилиндра контактной пары.

Реально площадь соприкосновения состоит из  $N$  контактных пятен, которые можно считать окружностями с радиусом  $a$ . С учетом этого

$$R_c = \frac{\rho_k}{2N} \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{r_0} \right) \approx \frac{\rho_k}{2Na}.$$

Сопротивление пленок в зоне стягивания  $R_{пл}$  определяется туннельным эффектом в тонких диэлектрических слоях (см. подразд. 4.8). Оно определяется по формуле

$$R_{\text{пл}} = \rho_{\text{пл}} \frac{h}{\sum S_{\text{пл}}},$$

где  $\rho_{\text{пл}}$  и  $h$  — удельное сопротивление и толщина пленки на поверхности металла соответственно;  $\sum S_{\text{пл}}$  — суммарная площадь, занимаемая пленкой в пределах  $S_{\text{эф}}$  контактных пятен.

Тогда переходное сопротивление

$$R_{\text{пл}} = \frac{\rho_{\text{к}}}{2aN} + \frac{\rho_{\text{тун}}}{N\pi a^2}, \quad (14.1)$$

где  $\rho_{\text{тун}} = \rho_{\text{пл}}h$  — удельное туннельное сопротивление пленок, которое учитывает размерные эффекты (для пленок на поверхности меди  $\rho_{\text{тун}} = 2 \dots 8 \text{ Ом} \cdot \text{м}^2$ ).

Помимо контактного сопротивления другим важным параметром электрического контакта является *максимальный ток*  $I_{\text{max}}$ , который может быть пропущен через контакт без нарушения его работоспособности. При протекании через замкнутый контакт тока  $I_{\text{max}}$  в контакте выделяется мощность  $P_{\text{к}} = I_{\text{max}}^2 R_{\text{к}}$ , контакт нагревается, что может привести к окислению металла и к увеличению  $R_{\text{к}}$ . В результате нагрев контакта будет возрастать вплоть до прерывания цепи.

При больших токах возможно также оплавление поверхности металла, что вызывает невозможность размыкания контакта из-за сваривания контактных пар. При размыкании контакта под электрической нагрузкой возможно также образование электрической дуги между проводниками контактной пары, что при больших токах может привести к окислению, электрической эрозии или свариванию контакта.

При работе контактов в цепях с напряжениями в единицы микровольт или в режиме микротоков следует учитывать термо-ЭДС, возникающую в переходной зоне. Величина и направление термоЭДС определяются электродными потенциалами материалов контактов и их температурой. Если температура проводников контактной пары одинакова, термоЭДС равна алгебраической разности электродных потенциалов, которая может произвольно меняться во времени по величине. Нестабильность термоЭДС объясняется статистическим характером распределения участков микроразогрева при прохождении тока через области эффективного контактирования. Среднее значение удельной термоЭДС (см. подразд. 2.8) для различных материалов контактов лежит в пределах от 2 до 20 мкВ/К. Так как условия теплоотдачи от проводников одной контактной пары могут быть различны, то возможно появление термоЭДС даже в контакте, изготовленном из одного и того же металла (абсолютная удельная термоЭДС доходит до 2...5 мкВ/К).

Малую разность контактных потенциалов необходимо обеспечить также для того, чтобы исключить появление во влажной среде гальванической пары — это может вызвать коррозию проводников контактной пары.

В контакте при протекании по нему тока неизбежно возникают токовые шумы, природа которых рассмотрена в подразд. 11.2. ТермоЭДС и ЭДС шумов вызывают изменение проходящего через контакт электрического сигнала, что особенно заметно при малых напряжениях и токах.

При больших токах возможно появление нелинейности ВАХ контакта. Причинами нелинейности являются разогрев контакта и усиление фреттинга. Это тоже приводит к искажению электрического сигнала.

Основным механическим параметром контакта, влияющим на все его электрические и эксплуатационные свойства, является *удельное давление* (контактное усилие)  $p_{уд} = F / S_0$ , которое обеспечивается конструкцией элемента. От правильности выбора величины  $p_{уд}$  в большой степени зависит работоспособность и надежность контакта.

При длительной эксплуатации происходят процессы механического и электрического износа контактной пары. После многократного сочленения и разъединения контакта возникают изменения геометрических размеров и состояния поверхности контактных пар. Это обусловлено несколькими процессами, связанными между собой.

При пластической деформации металлов контактной пары под воздействием удельного давления происходит разрушение поверхностных пленок (см. рис. 14.1, б) и соединение чистых металлических поверхностей. На них образуются межмолекулярные связи, аналогичные связям в основном металле. При размыкании контакта эти связи вызывают вырывание отдельных частиц из поверхности одного металла и их закрепление на другом металле (износ «схватыванием»). Шероховатость поверхности контактирования увеличивается, возрастает сопротивление контакта. Под электрической нагрузкой процесс схватывания усиливается, в нем участвует расплавленные током частицы металла (электрическая эрозия). Вследствие повторного деформирования контактных поверхностей при замыкании контакта увеличивается толщина слоя Бейлби (см. рис. 14.1), что также приводит к возрастанию контактного сопротивления.

Кроме того, разрушенные участки поверхностных пленок остаются в зоне контактирования, а на обнаженных металлических поверхностях после разъединения контакта вновь образуются оксидные пленки. Поэтому после многократного использования контакта доля площадей типа **b** и **c** (см. рис. 14.3) увеличивается, что приводит к увеличению  $R_k$ .

Особую разновидность составляют плоскостные скользящие контакты (например, в электродвигателях). В них существенную роль играет абразивный характер износа, связанный с перемещением одного элемента контактной пары по поверхности другого. Так как перемещение производится под нагрузкой, то при токах 0,5...1 А происходит интенсивная электрическая эрозия, связанная с искрением или дугообразованием. При этом температура отдельных областей в зоне механического контактирования может достигнуть температуры плавления и даже кипения материала контакта. Вследствие этого происходят испарение и разбрызгивание металла.

Все рассмотренные процессы оказывают влияние на *износостойкость* контакта. Под износостойкостью понимают предельное количество сочленений, после которого величина  $R_k$  выходит за пределы допустимого значения. В зависимости от назначения контакты должны обеспечивать от 100 до  $10^8$  сочленений.

## 14.2. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ

Контактные пары предназначены для соединения электрических цепей, поэтому они должны оказывать минимальное воздействие на передаваемые через них электрические сигналы. Для этого контакты должны обладать следующими свойствами:

- низкое и стабильное контактное сопротивление;
- малая мощность, выделяющаяся в контакте и вызывающая его нагрев;
- отсутствие искажений передаваемого сигнала (линейность ВАХ, малые термоЭДС и ЭДС шумов, отсутствие гальванических пар);
- высокая температурная стабильность и большая термостойкость;
- стойкость к воздействию электрической дуги и сопротивляемость свариванию;
- механическая прочность и износостойкость.

Выполнение этих требований во многом зависит от выбора материала контактных пар. Для получения низкого  $R_k$  и малого нагрева следует выбирать металл с малым удельным сопротивлением, высокой удельной теплопроводностью, способностью к пластическим деформациям, стойкостью к окислению, высокой температурой плавления. Кроме того, металл контактов должен быть способен к пайке и иметь хорошую адгезию к диэлектрическим пластмассам. Этими свойствами в наибольшей степени обладает серебро (его единственный недостаток — активное образование пленок сульфида). Так как серебро — металл дефицитный, то его часто применяют в сплавах с другими металлами (Cu, Ni,

Cd, Pd и др.). Довольно часто в контактах используют медь, но она склонна к образованию оксидных пленок. В контактах на напряжения более 100 В из-за фриттинга влияние оксидных пленок незначительно, а в слаботочных низковольтных цепях контакты из меди необходимо покрывать слоем некорродирующего химически стойкого металла (Au, Pt, Pd, Rh).

В то же время для получения высокой износостойкости требуется иметь металл с большой механической прочностью, а в некоторых конструкциях металл контакта должен также обладать высокой упругостью. В качестве пружинных контактных материалов часто используют сплавы на основе меди (бронзы и латуни). В высоковольтных контактах основными требованиями к материалам являются дугостойкость и высокая температура плавления в сочетании с механической прочностью. В этом случае контактные пары изготавливают из тугоплавких металлов (W, Mo и сплавы на их основе).

Основными материалами для сильноточных контактов являются металлокерамические композиции на основе Ag и Cu: Ag—CdO, Ag—CuO, Ag—Ni, Ag—графит, Ag—W—Ni. Серебряная и медная фазы обеспечивают высокую проводимость и теплопроводность таких контактов, а включение тугоплавкой фазы повышает их стойкость к механическому износу, электрической эрозии и свариванию.

В скользящих контактах применяют материалы с малым коэффициентом трения: сплавы Cu—Cd, отдельные сорта бронз и латуней, графит и металлографитные материалы (прессованные смеси порошков графита и меди с добавлением Pb, Sn и Ag).

Приведенный на рис. 14.3 равномерный характер распределения металлических и квазиметаллических участков в зоне контактирования справедлив только для плоскостного контакта, когда средняя величина удельного давления постоянна в любой точке поверхности. Такие контакты используют в сильноточной аппаратуре, а в электронике наибольшее распространение получили *точечные* или *линейные* контакты. В них элементы контактных пар (оба или один) имеют сферическую или цилиндрическую форму (рис. 14.6, *a*). В точечном контакте вследствие пластической деформации под действием контактного усилия образуется круговая зона контактирования с диаметром  $D$ , в пределах которой  $p_{уд}$  уменьшается от центра *A* к периферии (рис. 14.6, *б*). Поэтому распределение участков с металлической и квазиметаллической проводимостями по площади зоны изменяется. Например, в точечном контакте вблизи центра *A* преобладают участки типа *a*, а на периферии — участки типа *b* и *c* (рис. 14.6, *в*). Поэтому на высоких частотах, когда ток вследствие поверхностного эффекта смещается к периферийным участкам, контактное сопротивление возрастает (рис. 14.7, *a*) начиная с частоты 10...20 кГц.

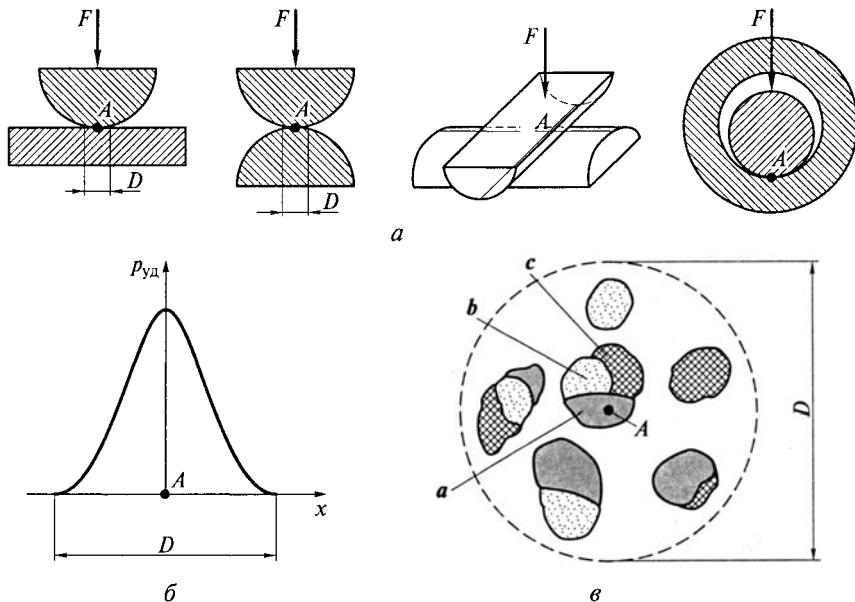


Рис. 14.6. Точечные и линейные прижимные электрические контакты:  
 а — форма элементов контактной пары; б — изменение  $p_{уд}$  в зоне контактирования; в — распределение областей механического контактирования в точечном контакте

Значение  $R_k$  зависит также от тока в контакте  $I_k$  (рис. 14.7, б). При малых токах фриттинг в контактах отсутствует или проявляется слабо. В режиме микротоков  $R_k$  может быть в несколько раз больше, чем при токах, обеспечивающих фриттинг. Отсюда следует, что наиболее тяжелым эксплуатационным режимом контакта является пропускание высокочастотных микротоков. В этом слу-

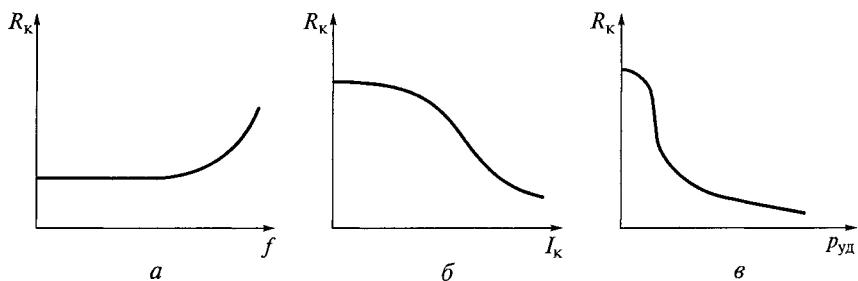


Рис. 14.7. Зависимости контактного сопротивления точечного контакта от частоты (а), тока через контакт (б) и удельного давления (в)

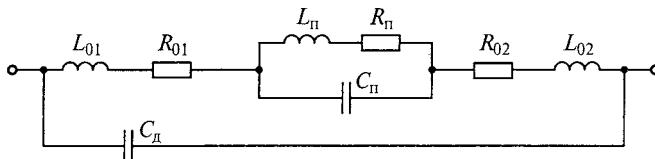


Рис. 14.8. Эквивалентная схема контакта на высоких частотах

чае для уменьшения  $R_k$  приходится увеличивать контактное усилие (рис. 14.7, в), но это приводит к снижению износостойкости.

Кроме того, на высоких частотах (несколько мегагерц и выше) вместо  $R_k$  следует использовать полное сопротивление  $Z_k$ , рассчитываемое в соответствии с эквивалентной схемой контакта (рис. 14.8). Любая составляющая контактного сопротивления ( $R_{01}$ ,  $R_{02}$ ,  $R_{\pi}$ ) при прохождении высокочастотного тока обладает индуктивностью ( $L_{01}$ ,  $L_{02}$ ,  $L_{\pi}$ ). Наличие в зоне контактирования диэлектрических слоев (участков типа *с*), а также воздушные зазоры вне контактных пятен приводят к появлению емкости  $C_{\pi}$ , шунтирующей переходную зону  $R_{\pi} - L_{\pi}$ . В эквивалентной схеме следует также учесть емкость диэлектрических деталей  $C_d$ , задающих положение элементов контактной пары и обеспечивающих герметизацию контакта. Поэтому на высоких частотах, близких к резонансной частоте эквивалентной схемы, полное сопротивление контакта максимально возрастает, а при низких частотах приближается к активному переходному сопротивлению.

Для любого прижимного электрического контакта характерна временная нестабильность величины  $R_k$ . Различают статическую и динамическую нестабильность. Статическая нестабильность проявляется при повторных сочленениях контакта и обусловлена износом контактирующих поверхностей. Динамическая нестабильность имеет место при механических воздействиях (например, вибрации, удары, линейные ускорения). Она является одной из причин появления контактных шумов. Для уменьшения динамической нестабильности приходится увеличивать контактное усилие, но это ведет к снижению износостойкости и увеличению статической нестабильности.

### 14.3. ТИПЫ СОЕДИНИТЕЛЬНЫХ И КОММУТАЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В любом соединительном элементе обеспечивается протекание тока в результате соприкосновения металлических деталей и прекращение протекания тока при их разъединении. Коммутационный элемент содержит металлические детали (одну или не-

сколько), которые могут поочередно подключаться (соприкасаться) с другими изолированными друг от друга металлическими деталями.

В зависимости от способа управления можно выделить два вида соединительных и коммутационных элементов.

**Элементы с ручным управлением.** В них соединение, разъединение или переключение цепей выполняет оператор, механически воздействуя на орган управления элемента (рычаг, кнопку или ось).

По конструктивному исполнению элементы этого вида разделяются на несколько групп:

- штепсели и гнезда — обеспечивают соединение и разъединение одной токопроводящей цепи в отсутствии нагрузки;

- разъемы — обеспечивают одновременное соединение нескольких (до 300) цепей в отсутствие нагрузки;

- кнопки и кнопочные переключатели — обеспечивают соединение, разъединение или коммутацию цепей под нагрузкой только во время механического воздействия на орган управления элемента;

- переключатели — обеспечивают коммутацию одной или нескольких цепей под нагрузкой с фиксацией выбранного состояния.

Выделяют *перекидные* переключатели (*тумблеры*) — для их управления оператор воздействует на рычаг. Тумблеры могут иметь два состояния, в которых замкнуты или разомкнуты одна или две цепи (одно- или двухполюсные переключатели); иногда тумблер имеет нейтральное положение, при котором все цепи разомкнуты.

В *поворотных* переключателях органом управления является ось, которая может иметь от 2 до 12 фиксированных положений. Контактные пары размещены на параллельно расположенных диэлектрических платах (галетах) — до 12 контактных пар на каждой плате. Объединение контактных пар в группы позволяет получать различное число положений ( $\Pi$ ) переключателя и направлений (цепей) коммутации ( $H$ ).

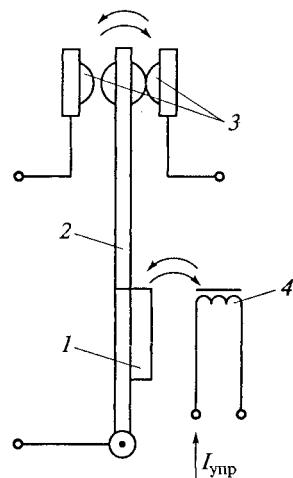
Для каждой платы произведение  $H \times \Pi$  является постоянным, а объединение нескольких плат на одной оси приводит к увеличению количества коммутируемых цепей. Возможно также попарное соединение двух контактов.

**Элементы с электромагнитным управлением.** В этих элементах изменение состояния контактных пар осуществляется путем подачи тока в орган управления (обмотку) элемента. Элементы этого вида подразделяются на две основные группы:

- электромагнитные реле и дистанционные переключатели, которые состоят (рис. 14.9) из обмотки электромагнита 4 и якоря, состоящего из пружины 2 и ферромагнитного элемента 1.

Рис. 14.9. Конструкция электромагнитного реле:

1 — ферромагнитный элемент якоря; 2 — пружина якоря; 3 — контактные узлы; 4 — обмотка электромагнита



При подаче тока управления  $I_{\text{упр}}$  в обмотку ферромагнетик якоря втягивается в поле электромагнита, якорь поворачивается вокруг оси, при этом изменяется положение элементов контактных пар, соединенных с выводами реле. При отключении  $I_{\text{упр}}$  контакты возвращаются в исходное состояние. Для управления могут использоваться постоянные или переменные токи, величина которых зависит от сопротивления обмотки. Известны поляризованные реле, для срабатывания которых в обмотку следует подавать постоянный ток определенного направления.

Дистанционные переключатели имеют две обмотки: одна для изменения состояния контактов с его фиксацией, а другая — для возвращения в исходное состояние.

Недостатками элементов этой группы являются большая инерционность (после подачи тока в обмотку переключение контактов происходит через 3...10 мс), нестабильность включения (дребезг контактов, связанный с наличием пружинных деталей в конструкции якоря), а также сравнительно малая износостойкость ( $10^3$ ... $10^5$  циклов переключений).

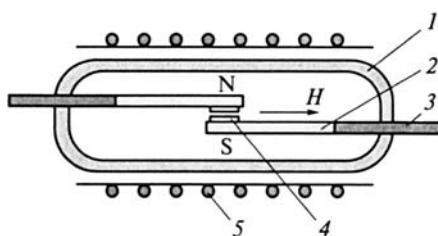


Рис. 14.10 Конструкция геркона:

1 — герметичная колба из стекла, вакуумированная или заполненная инертным газом; 2 — впаянные в колбу упругие пружины из ковара; 3 — вывод; 4 — контактная пара (слой золота на концах пружин); 5 — обмотка электромагнита

Сопротивление  $R_k$  в реле сильно зависит от влажности и состава окружающей среды и от вида электрической нагрузки;

- герметизированные магнитоуправляемые контакты (герконы) — эти элементы лишены отмеченных ранее недостатков электромагнитных реле.

Конструкция геркона, работающего на замыкание контакта, приведена на рис. 14.10. В стеклянную вакуумированную колбу впаяны упругие пружины, изготовленные из ферромагнитного сплава (ковара), обладающего высокой магнитной проницаемостью. Коваровые пружины установлены в колбе таким образом, что между ними существует зазор. Управление контактной парой осуществляется внешним соленоидом. При пропускании постоянного тока по обмотке соленоида внутри колбы возникает магнитное поле с напряженностью  $H$ . Коваровые пружины намагничиваются, на их концах возникают противоположные магнитные полюса, и контакт замыкается.

Изготавливают герконы, содержащие контактные группы, которые работают на размыкание цепи в магнитном поле и на переключение. Возврат контактов в исходное состояние происхо-

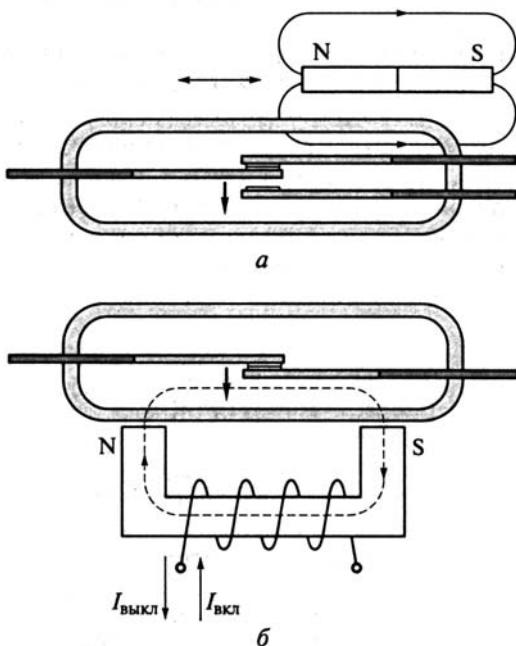


Рис. 14.11. Комбинация геркона с постоянным магнитом (а) и с ферритовым П-образным сердечником (б)

дит после прекращения тока в обмотке за счет сил упругости пружин.

Иногда для управления геркона используют не обмотку, а постоянный магнит из феррита с высокой коэрцитивной силой, механически перемещаемый вблизи колбы (рис. 14.11, *а*). Известны элементы (рис. 14.11, *б*), в состав которых входит П-образный сердечник, изготовленный из феррита с большой остаточной намагниченностью, на который нанесена обмотка. Управление таким герконом осуществляется подачей в обмотку импульса тока  $I_{вкл}$ , вызывающего замыкание контактов и намагничивание ферритового сердечника. Возникшие на концах сердечника магнитные полюса удерживают геркон в замкнутом состоянии.

Для размыкания контактов необходимо подать в обмотку импульс тока  $I_{выкл}$  противоположного знака, который размагничивает сердечник.

Из-за небольшой массы коваровых пружин их намагничивание и, соответственно, включение геркона происходят за очень малое время (микросекунды). Износ контактных пар незначителен, влияние окружающей среды на состояние поверхности контактов практически отсутствует. Это обуславливает высокую надежность герконов при допустимом числе переключений до  $10^8$ . Относительным недостатком герконов являются небольшие токи в контактах.

В современной аппаратуре число электрических контактов может превышать число всех других элементов, поэтому велико их влияние на надежность, габаритные размеры и стоимость аппаратуры в целом. В последние годы большое внимание уделяется созданию бесконтактных соединительных и коммутационных устройств на основе полупроводниковых и оптоэлектронных элементов. Однако полностью заменить ими прижимные электрические контакты пока не представляется возможным.

## Контрольные вопросы

1. Какие функции в электронной аппаратуре выполняют прижимные и неразъемные электрические контакты? К каким типам электрических соединений они относятся?
2. Укажите причины появления в металлах электрических контактов слоя Бейлби, оксидных и сульфидных поверхностных пленок. Какими свойствами обладают эти слои?
3. Почему нельзя превышать нормируемый максимально допустимый ток прижимного контакта? Перечислите возможные причины выхода из строя соединительных элементов на основе прижимных электрических контактов.
4. Что понимают под износостойкостью разъемного электрического контакта? Какие физические процессы влияют на износостойкость электрических соединений?

5. Какие материалы и почему используют при изготовлении слаботочных низковольтных и сильноточных высоковольтных контактов?
6. Почему в плоскостных электрических контактах не наблюдается частотной зависимости контактного сопротивления, характерной для точечных контактов?
7. Изобразите полные эквивалентные схемы замещения двухполюсного тумблера в замкнутом и разомкнутом состояниях.
8. Сравните свойства электромагнитных реле и герконов. Перечислите возможные способы управления герконом.

## Глава 15

# ПУТИ РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

---

### 15.1. ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

В течение последних десятилетий происходит интенсивное внедрение электроники во все сферы жизни человека, в промышленное производство, транспорт, военную и космическую технику (см. Введение). Это сопровождается многократным ростом объема производства электронной аппаратуры. Одновременно наблюдается увеличение функций, выполняемых электроникой, что неизбежно приводит к усложнению структуры электронной аппаратуры, возрастанию числа элементов принципиальной электрической схемы прибора.

Для обеспечения работоспособности и экономической целесообразности производства сложной многофункциональной аппаратуры ее разработчикам приходится непрерывно решать три основные проблемы:

- уменьшение габаритных размеров;
- повышение надежности;
- снижение трудоемкости изготовления.

Те же проблемы стоят и перед разработчиками элементов электронной техники.

Эти проблемы тесно связаны между собой, но ключевой является первая из них.

### 15.2. ПУТИ УМЕНЬШЕНИЯ ГАБАРИТНЫХ РАЗМЕРОВ ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

Можно указать три основных пути миниатюризации электронной аппаратуры.

1. Уменьшение числа функциональных элементов в схеме. Этот путь может быть реализован за счет успехов схемотехники, однако наилучший результат дает создание элементов или устройств с функционально новыми свойствами.

В качестве примера таких устройств можно привести пьезоэлектрический резонатор (см. подразд. 8.3), заменяющий узел, содержащий дискретные конденсаторы, катушку индуктивности и резисторы. Появление функционально новых элементов, обычно

связанное с проведением фундаментальных исследований, про-исходит не часто, но этот путь нельзя сбрасывать со счетов.

2. Уменьшение габаритных размеров отдельных элементов при сохранении их электрических параметров. Этого можно достигнуть, в основном путем использования новых материалов и новых технологических приемов изготовления материалов и элементов. Например, уменьшение габаритных размеров конденсатора можно получить, используя рабочий диэлектрик с большей диэлектрической проницаемостью, или применить технологию получения более тонких диэлектрических слоев с высокой электрической прочностью (см. подразд. 12.1). Габаритные размеры магнитопровода силового трансформатора можно уменьшить, если применить магнитный материал с более высокой индукцией насыщения (см. подразд. 13.5).

3. Уплотнение взаимного расположения элементов. Наибольшие успехи достигнуты в этом направлении. Они связаны с использованием новых материалов, технологических процессов и принципов конструирования.

Практическая возможность миниатюризации электронной аппаратуры появилась после создания в 1940—1950-х гг. дискретных полупроводниковых приборов — диодов (выпрямителей) и транзисторов, выполняющих функцию усилителей и ключевых элементов. Изменилась активная элементная база электроники — был осуществлен переход от вакуумной к полупроводниковой твердотельной электронике, что стало возможным в результате создания промышленного производства монокристаллов полупроводников, методов их легирования, получения тонких пленок различных материалов. Сравнительно малые габаритные размеры и небольшое тепловыделение позволили располагать полупроводниковые приборы с большой плотностью.

В эти же годы был предложен модульный (или функционально-узловой) метод конструирования аппаратуры, который широко используется и в настоящее время. При этом методе принципиальная электрическая схема любого, сколь угодно сложного прибора, разбивается на отдельные части, содержащие функционально связанные элементы. Можно выделить совокупность элементов, выполняющих определенные функции (например, усилитель, блок питания, устройство памяти), такая часть прибора называется *функциональным узлом*. Самое же главное заключается в том, что функциональный узел изготавливается в виде единой конструкции и, по возможности, в едином технологическом цикле. Такая конструкция называется *модулем* электронной аппаратуры. В дальнейшем из отдельных модулей собирается прибор.

Развитие функционально-узлового метода привело к созданию ряда конструкций модулей.

**Модули на печатных платах с навесными элементами.** Основой конструкции является печатная плата с односторонним или двух-

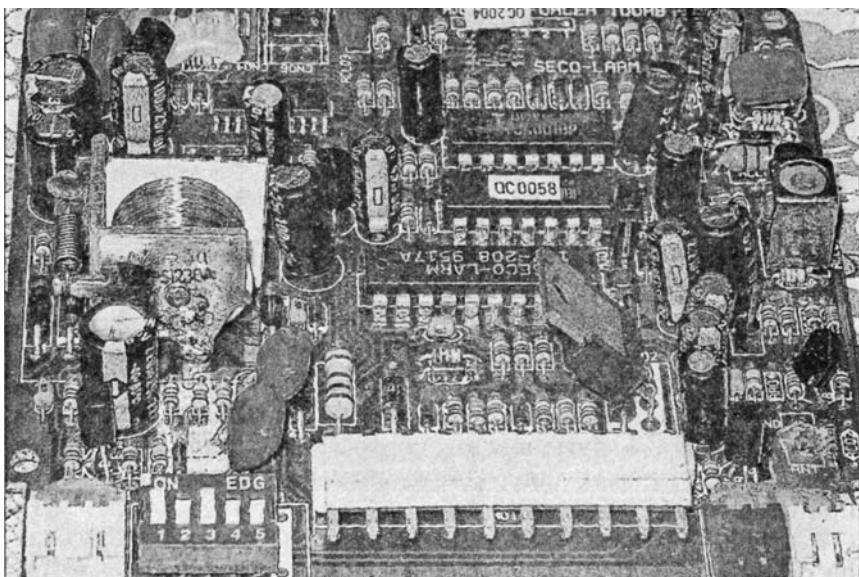


Рис. 15.1. Модуль на печатной плате, содержащей интегральные схемы в качестве навесных элементов

сторонним печатным монтажом (см. подразд. 7.4). Элементы, расположенные над поверхностью печатной платы с одной ее стороны (отсюда их название — навесные элементы), с помощью пайки механически закрепляются на плате, при этом происходит их электрическое соединение с печатными проводниками (рис. 15.1).

**Микромодули и микросборки.** Модули этого типа содержат дискретные элементы с малыми размерами, как правило, в чип-исполнении. В микромодулях микроэлементы имеют одинаковую форму и даже одинаковые или стандартизованные габаритные размеры. Это позволяет располагать элементы с большой плотностью. В микросборках (МСБ) требований к стандартизации формы и размеров элементов нет — могут применяться любые миниатюрные, обычно бескорпусные элементы (рис. 15.2).

**Пленочные интегральные микросхемы.** Основой конструкции такой *интегральной* микросхемы (ИС) является диэлектрическая подложка, изготовленная из ситалла или керамики. На отдельные участки поверхности подложки наносят металлические (низкоомные или высокоомные), диэлектрические и полупроводниковые пленки. Комбинациям пленок придают свойства элементов электрической схемы. Например, последовательно нанесенные металлическая низкоомная, диэлектрическая и еще одна низкоомная металлическая пленки являются емкостью. Если же одна из

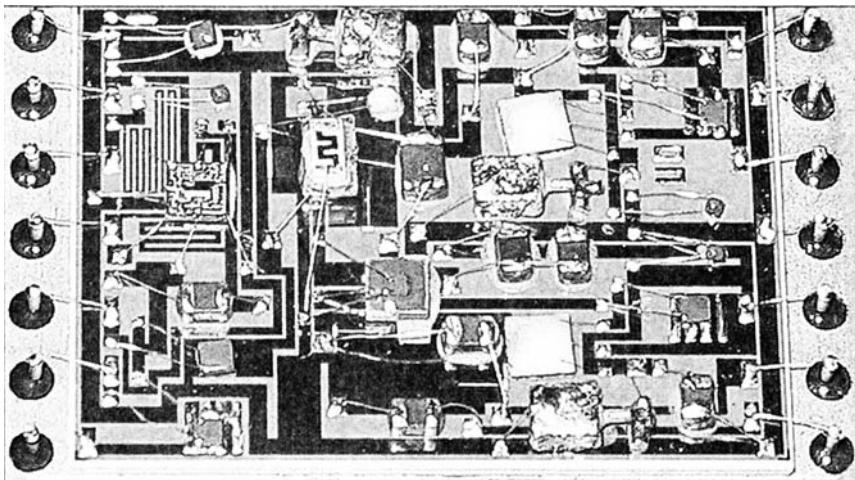


Рис. 15.2. Внешний вид микросборки со снятым корпусом

металлических пленок имеет высокое сопротивление, то получается  $RC$ -структура с распределенными параметрами.

Комбинации полупроводниковых пленок с разным типом электропроводности позволяют получить пленочные интегральные диоды и транзисторы. Методами пленочной технологии не всегда удается получить емкости больших номиналов или полупроводниковые элементы с хорошими параметрами, поэтому в состав пленочных ИС часто вводят дискретные элементы (например, монолитные керамические или оксидно-полупроводниковые чип-конденсаторы, а также дискретные бескорпусные полупроводниковые приборы). Такие микросхемы называют *гибридными* (ГИС). Все элементы микросхемы защищены от внешних воздействий единым корпусом (микромодули и микросборки часто располагают в корпусах для ИС).

**Полупроводниковые интегральные микросхемы.** Основой полупроводниковой ИС является монокристалл полупроводника (кремния). Отдельным частям монокристалла придают свойства конденсатора, резистора, диода или транзистора. Это обеспечивается путем избирательного легирования полупроводника донорными или акцепторными примесями в определенной концентрации (см. подразд. 5.2). Избирательность легирования осуществляется путем использования маскирующих слоев (*резистов*), в которых путем литографической обработки получают отверстия, через которые примеси диффундируют внутрь полупроводника. Такая технология, при которой полупроводник обрабатывается с одной поверхности, называется *планарной*. Очевидно, что отдельные элементы должны быть электрически изолированы друг от друга высокоом-

ными участками полупроводника или диэлектрика. Соединения элементов в соответствии с электрической схемой обеспечиваются с помощью пленочных проводников (обычно из алюминия), нанесенных поверх слоя диэлектрика  $\text{SiO}_2$ , в котором есть отверстия в местах расположения элементов. Таких слоев соединительных проводников, разделенных диэлектриком, в ИС может быть несколько.

Любую ИС можно описать принципиальной электрической схемой, отдельным частям которой будут соответствовать определенные участки кристалла. В этом случае сложность ИС можно охарактеризовать числом эквивалентов элементов электрической схемы  $N$ . Вводится понятие степень интеграции микросхемы  $n$ , которую можно получить, если представить, что  $N \approx 10^n$ , где  $n$  — ближайшее целое число.

**Большие интегральные схемы.** Для больших интегральных схем (БИС)  $n \geq 3$ , при этом в монокристалле полупроводника создаются обычно однотипные элементы: как правило, транзисторы (см. рис. 5.15), которым могут быть приданы свойства других элементов схем. Это осуществляется с помощью проводников, которые также выполняют функцию межсоединений отдельных элементов. Чаще всего приходится использовать многослойную комбинацию металлических и диэлектрических слоев. Известны микросхемы, содержащие несколько десятков тысяч транзисторных структур, размеры которых составляют единицы и десятые доли микрометров — их иногда называют сверхбольшими интегральными схемами (СБИС). Разработкой и изготовлением микросхем занимается отрасль электроники, называемая *микроэлектроникой*.

Перечисленные ранее конструкции, включая ИС, обладают всеми признаками модуля, но отдельно они не используются, а входят в состав других модулей. В самом деле, любая по типу микросхема чаще всего имеет пластмассовый, металлокерамический или металлокстеклянный корпус и выводы, число которых у БИС может достигать нескольких сотен. С помощью этих выводов микросхемы закрепляются на поверхности печатной платы (см. рис. 15.1), как и другие навесные элементы, т. е. один модуль (микросхема в корпусе) входит в состав другого модуля (на печатной плате). Для уплотнения расположения навесных элементов и электрического соединения многовыводных микросхем обычно в качестве основы модуля используют многослойные печатные платы (МПП), содержащие до 30 слоев печатных проводников.

Получили распространение большие гибридные микросхемы (БГИС). Основой конструкции такого модуля является ситалловая диэлектрическая подложка с системой пленочных соединительных проводников и бескорпусными навесными чип-элементами (как пассивными, так и активными). На этой же подложке могут размещаться бескорпусные ИС, в том числе и гибридные. Обычно

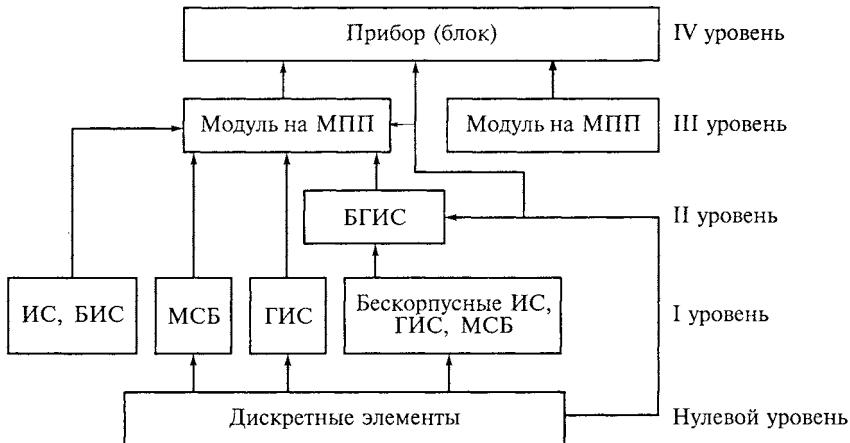


Рис. 15.3. Иерархическая система модулей аппаратуры, содержащей БГИС

БГИС имеет один общий корпус с большим числом выводов, который, в свою очередь, входит вместе с другими навесными элементами в состав модуля на МПП. Конечный прибор может иметь несколько модулей на МПП. В результате образуется целая иерархическая система, объединяющая модули различных уровней (рис. 15.3).

Степень миниатюризации модуля любой конструкции можно количественно оценить *плотностью упаковки элементов*

$$K_{\text{уп}} = N / V,$$

где  $N$  — число элементов электрической схемы или их эквивалентов;  $V$  — объем модуля.

Для аппаратуры на ИС необходимо учитывать внутреннюю структуру микросхем. На рис. 15.4 приведены диапазоны изменения параметра  $K_{\text{уп}}$  для модулей различных конструкций в расчете на  $1 \text{ см}^3$  (верхние значения относятся к бескорпусным конструкциям).

В СБИС при степени интеграции  $n = 5$  получена плотность упаковки  $10^5 \dots 10^6 \text{ эл}/\text{см}^3$ , что соответствует размерам отдельных элементов в десятые доли микрометра.

Можно указать несколько факторов, ограничивающих плотность упаковки элементов при использовании методов микроэлектронной технологии.

1. Термическое рассеяние элементов. В идеале в процессе работы элемент электронной техники не должен рассеивать электрическую мощность, т.е. нагреваться. Исключением являются резисторы, поскольку их функционирование связано с выделением мощ-

ности. Однако средняя рассеиваемая мощность в интегральных элементах современных БИС составляет  $10^{-5} \dots 10^{-6}$  Вт. Для современных материалов это соответствует  $K_{\text{уп}} \approx 10^6$  эл/см<sup>3</sup>.

2. Технологические ограничения получения элементов с малыми геометрическими размерами. С уменьшением размера элемента все труднее обеспечить четкость его границ. При размере элементов 100 нм ограничение избирательного внедрения примесей в полупроводник обусловлено геометрическими размерами молекул органических веществ, используемых в качестве маскирующих слоев при легировании.

3. Разброс параметров между однотипными элементами микросхем. В малом объеме сложно обеспечить строго заданные свойства полупроводникового материала. Геометрические размеры отдельных интегральных элементов становятся соизмеримыми с размерами дефектов структуры полупроводника. Одним из способов получения материалов с высокой однородностью является изготовление монокристаллов полупроводников на космических станциях. Почти полное отсутствие гравитации позволяет резко снизить количество дефектов структуры.

4. Ограниченнная электрическая прочность используемых в ИС материалов. Уплотнение взаимного расположения элементов в ИС предъявляет повышенные требования к электрической прочности материалов, обеспечивающих электрическую изоляцию между

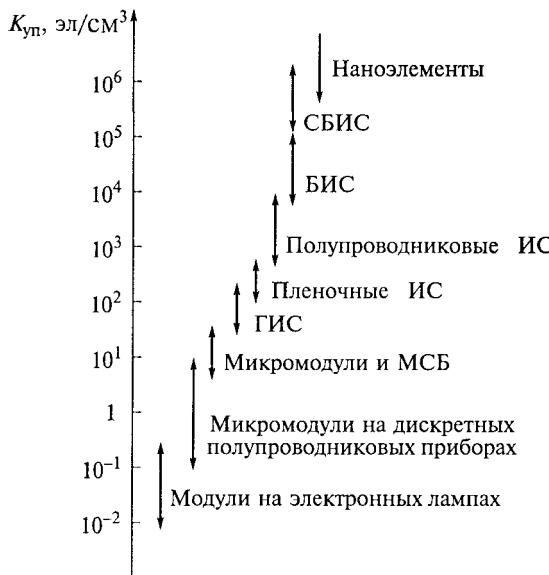


Рис. 15.4. Плотности упаковки элементов в модулях различных конструкций

интегральными элементами. В результате приходится уменьшать номинальные напряжения питания ИС ( $U_{пит}$ ), в БИС и СБИС они доходят до 2...3 В. Это предъявляет особые требования к схемам усиления сигналов (усиленный сигнал не может быть больше  $U_{пит}$ , его начальный уровень должен превышать тепловые шумы элементов усилителя).

5. Увеличение площади межсоединений. Для обеспечения электрического соединения интегральных микроэлементов друг с другом и с выводами микросхемы приходится увеличивать площадь, занимаемую соединительными пленочными проводниками, располагая их в несколько слоев. Например, при  $N = 10^4$  и трех слоях печатных проводников межсоединения занимают 50 % площади кристалла, а при  $N = 2 \cdot 10^4$  — до 80 %. Если увеличить число слоев до 12, то при том же  $N$  площадь межсоединений может быть уменьшена лишь вдвое.

Внимательно посмотрев на перечень факторов, ограничивающих плотность упаковки элементов в изделиях микроэлектроники, убедимся в том, что снять то или иное ограничение, либо уменьшить его влияние, можно прежде всего за счет использования новых материалов и новых технологий.

На рис. 15.5 приведена диаграмма, характеризующая темпы уменьшения минимальных размеров активных элементов, начиная от электронных ламп и до СБИС. Современная кремниевая технология (см. подразд. 5.2) позволяет получать элементы, геометрические размеры которых менее 0,1 мкм, т.е. могут быть измерены в нанометрах — это позволяет говорить о возникновении **nanoэлектроники**.

Решение материаловедческих и технологических задач, связанных с созданием элементов таких размеров, относится к задачам

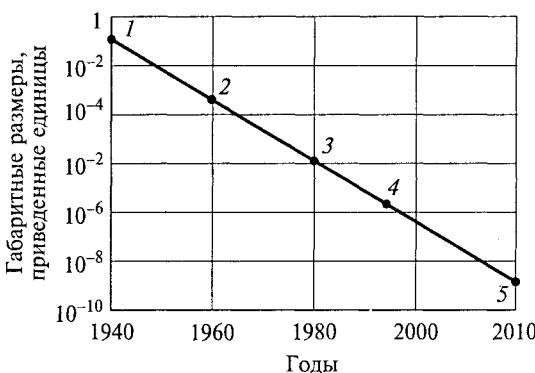


Рис. 15.5. Темпы уменьшения габаритных размеров отдельных элементов:  
1 — вакуумная электроника; 2 — твердотельная электроника; 3 — микроэлектроника на БИС; 4 — микроэлектроника на СБИС; 5 — наноэлектроника

новой науки — *нанотехнологии*. Когда размеры элементов схем составляют несколько нанометров, многие их свойства резко изменяются.

Активные свойства приобретают наноразмерные молекулы, полученные гибридизацией неорганических и органических веществ. В перспективе нанотехнологию следует рассматривать как технологию, основанную на манипуляции отдельными атомами и молекулами для построения структур с заранее заданными свойствами. Ее развитие и освоение позволит резко увеличить плотность упаковки элементов в аппаратуре и вплотную приблизиться к теоретическому пределу, который принято считать равным  $10^{12}$  эл/см<sup>3</sup>. Именно такую плотность упаковки можно приписать человеческому мозгу, если его рассматривать как логический электронный прибор.

### 15.3. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ДИСКРЕТНЫМИ И ИНТЕГРАЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Начавшийся в 1960—1970 гг. стремительный рост объемов производства ИС давал основания предположить, что со временем роль дискретных элементов и их выпуск будут падать. Данный прогноз оправдался лишь в отношении маломощных низковольтных полупроводниковых приборов (дискретные диоды и транзисторы). Другие дискретные элементы нашли свою нишу в электронике (мощные и высокочастотные полупроводниковые и электровакуумные приборы и устройства, индуктивные элементы). Что же касается дискретных пассивных элементов, то влияние их свойств на параметры электронной аппаратуры существенно возросло.

Можно указать несколько причин, по которым дискретные элементы сохранили свои позиции в век микроэлектроники.

1. Широкое применение ИС расширило возможности электроники, что привело к общему увеличению объема производства электронной аппаратуры. Особенно вырос сектор электроники, связанный с информационными технологиями и телекоммуникациями. Однако любой прибор на ИС обязательно содержит и дискретные элементы. Так как ИС входит как навесной элемент в модуль на МПП или на обычной печатной плате, то никак не обойтись без конденсаторов в фильтрах цепей питания и в развязках цепей, без резисторов, согласующих входы и выходы соседних микросхем по токам и напряжениям. На одну ИС даже при самом удачном схемном решении приходится от 2 до 20 дискретных пассивных элементов, мировой объем производства которых каждые 10 лет удваивается.

2. Многие свойства дискретных элементов трудно, а зачастую невозможно реализовать в интегральном виде. Например, в ГИС

применяются интегральные конденсаторы на основе диэлектрических пленок, удельная емкость которых не превышает  $1 \text{ нФ}/\text{см}^2$ ; в полупроводниковых ИС интегральные конденсаторы имеют емкости не более нескольких сотен пикофарад — это совершенно недостаточно для фильтров цепей питания. К этому следует добавить практически полное отсутствие интегральных индуктивных элементов. Наконец, ограниченные мощности и напряжения интегральных активных элементов заставляют применять в аппаратуре дискретные диоды и транзисторы.

3. По эксплуатационным характеристикам дискретные элементы пока значительно превосходят интегральные. Дискретные пассивные элементы имеют большую точность, лучшую температурную и временную стабильность. Дискретные активные элементы могут работать в широком диапазоне напряжений и частот. Немаловажно, что дискретные элементы обладают индивидуальными известными параметрами, в то время как параметры отдельных интегральных элементов только прогнозируются.

4. За последние годы габаритные размеры дискретных элементов существенно уменьшились. Это достигнуто как путем снижения номинальных мощностей и рабочих напряжений, так и путем применения новых материалов, конструкций и технологических приемов изготовления. Степень миниатюризации отдельного элемента может быть оценена величиной коэффициента заполнения объема

$$k_{\text{зап}}^V = V_a / (V_a + V_{\text{всп}} + V_{\text{кон}}),$$

где  $V_a$  — активный объем, занимаемый материалами, без которых невозможно выполнение элементом своих функций (например,  $V_a$  для конденсатора равен объему переполяризируемого рабочего диэлектрика, для резистора — это объем резистивного элемента);  $V_{\text{всп}}$  — вспомогательный объем, занимаемый материалами, обеспечивающими активным материалам реальное выполнение их функций (например, в конденсаторах в объем  $V_{\text{всп}}$  включают обкладки и выводы, в резисторах — основания, контактные узлы и выводы);  $V_{\text{кон}}$  — конструктивный объем, занимаемый материалами, защищающими элемент от внешних воздействий (например, защитные покрытия, корпуса).

Показатель  $k_{\text{зап}}^V$ , например, для бескорпусных чип-конденсаторов составляет 0,9, в то время как для полупроводниковой ИС в штатном корпусе  $k_{\text{зап}}^V < 0,1$ .

5. Стоимость дискретных элементов ниже стоимости интегральных элементов, что связано с малым процентом выхода годных изделий при производстве ИС с высокой степенью интеграции. В то же время при изготовлении дискретных элементов (прежде всего пассивных) широко используются характерные для микроэлектроники групповые методы технологий.

6. Разработаны конструкции дискретных элементов, пригодных для автоматизированного монтажа, который экономически наиболее эффективен при совместном использовании ИС и дискретных чип-элементов (см. подразд. 15.5).

Поэтому даже в отдаленной перспективе предполагается совместное использование в электронной аппаратуре и интегральных, и дискретных элементов.

#### 15.4. НАДЕЖНОСТЬ, КАЧЕСТВО И ПЕРСПЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Чрезвычайно возросшая сложность электронной аппаратуры, обусловленная расширением ее функций, заставляет предъявлять повышенные требования к надежности используемых комплектующих элементов как активных, так и пассивных.

Под *надежностью* элемента понимают его свойство сохранять работоспособность и параметры в пределах норм при эксплуатации в заданных режимах в течение гарантированного срока службы.

К качественным критериям надежности относятся:

- *безотказность* — свойство элемента непрерывно сохранять работоспособность в течение некоторого времени или времени наработки, под которой понимается сумма периодов функционирования под электрической нагрузкой;
- *долговечность* — свойство элемента сохранять работоспособность до наступления предельного состояния (максимально допустимого значения какого-либо параметра, влияющего на работоспособность);
- *сохраняемость* — свойство элемента сохранять исправное и работоспособное состояние при хранении и транспортировании.

Важнейшим из этих критериев является безотказность, количественные показатели которой следующие:

- вероятность безотказной работы;
- среднее время наработки до отказа;
- интенсивность отказов.

В название каждого показателя входит понятие «отказ». Под отказом понимают одно из двух вероятных событий: потеря элементом своей работоспособности (полный или катастрофический отказ) или уход одного из контролируемых параметров за пределы норм (условный или параметрический отказ). К полным отказам пассивных элементов, например, относятся: пробой рабочего диэлектрика конденсатора; нарушение токоведущей цепи в резисторе; обрыв обмотки в катушке индуктивности, сваривание прижимного контакта при размыкании и т. д. Твердо установленных причин параметрических отказов не существует. Во внимание при-

нимается такое изменение контролируемого параметра, которое делает работу элемента при заданном его назначении недостаточно удовлетворительной. Например, к причинам условных отказов пассивных элементов можно отнести чрезмерное увеличение тока утечки фильтрового конденсатора; изменение  $R_{\text{ном}}$  измерительного резистора и выход за пределы допуска; уменьшение добротности контурной катушки индуктивности вследствие пробоя изоляции между витками обмотки; резкое возрастание контактного сопротивления в прижимном контакте и т. д.

Количественные показатели безотказности получают путем статистической обработки результатов испытаний или длительной работы достаточно большой партии однотипных элементов. Пусть  $N_0$  — число исправных элементов на начало испытаний или работы, что соответствует времени  $t = 0$ . Тогда вероятность безотказной работы  $F(t)$  находится для интервала времени от 0 до  $t$  с помощью выражения

$$F(t) = [N_0 - n(t)] / N_0,$$

где  $n(t)$  — число отказов за период времени от 0 до  $t$ .

Чем выше надежность элемента, тем ближе  $F(t)$  к 1 (часто вероятность безотказной работы выражают «числом девяток после запятой»; например, полагают, что  $F(t) = 0,9; 0,99; 0,999$  и т. д.). Обычно  $F$  рассчитывают на конец гарантированного срока службы элемента  $t_{\text{сл}}$ .

В электронной технике для характеристики надежности элементов чаще всего пользуются величиной интенсивности отказов  $\lambda$ , которая определяется как относительное число отказов за промежуток времени от  $t$  до  $t + \Delta t$ :

$$\lambda = \frac{N(t) - N(t + \Delta t)}{N_{\text{ср}} \Delta t},$$

где  $N(t)$  и  $N(t + \Delta t)$  — число исправных элементов в начале и в конце интервала времени  $\Delta t$ ;  $N_{\text{ср}}$  — среднее число исправных элементов в этом интервале.

Интенсивность отказов — величина размерная, чаще всего  $\lambda$  рассчитывают на интервал времени 1 ч. Отказы элементов электронной техники, как правило, носят случайный характер. В этом случае  $\lambda$  не зависит от времени, и вероятность безотказной работы связана с интенсивностью отказов уравнением

$$F(t_{\text{сл}}) = \exp(-\lambda t_{\text{сл}}). \quad (15.1)$$

При  $F(t_{\text{сл}}) \geq 0,9$  его можно переписать в виде

$$F(t_{\text{сл}}) \approx 1 - \lambda t_{\text{сл}} < 1.$$

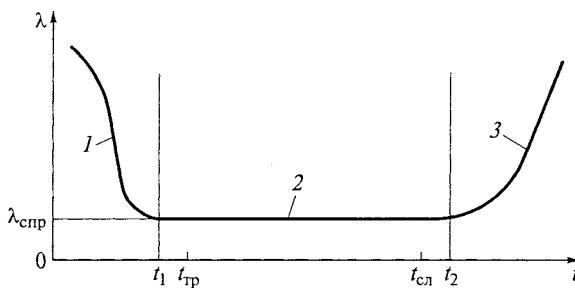


Рис. 15.6. Зависимость интенсивности отказов элементов от времени эксплуатации

Экспериментально было установлено, что для большинства элементов электронной техники интенсивность отказов зависит от времени пребывания устройства под напряжением. Характер этой зависимости соответствует рис. 15.6. На кривой  $\lambda(t)$  можно выделить три участка. Начальный участок 1 (до времени  $t_1$ ) называется *периодом приработки*. В период  $0 - t_1$  выходят из строя свежеизготовленные элементы с технологическими дефектами, не выявленными при проверке электрических параметров. Для исключения участка 1 на заводе-изготовителе элементов обычно проводят электрическую тренировку в течение времени  $t_{\text{тр}} > t_1$ .

После выхода из строя всех явно дефектных элементов интенсивность отказов (если они носят случайный характер), остается примерно постоянной до времени  $t_2$ . Период  $t_1 - t_2$  (участок 2) называется *периодом нормальной работы*, именно для него определяется интенсивность отказов, указанная в справочниках  $\lambda_{\text{спр}}$ . На участке 3 (при  $t > t_2$ ) наблюдается рост интенсивности отказов, обусловленный процессами старения в материалах элемента. Этот участок называют *периодом износа*. Количественным критерием долговечности элемента является гарантированный срок службы  $t_{\text{сл}}$ , который устанавливается изготовителем  $t_{\text{сл}} \leq t_2$ .

Интенсивности отказов элементов различных типов и конструкций могут отличаться на 1—2 порядка. На рис. 15.7 приведена диаграмма, показывающая среднюю сравнительную надежность различных элементов в относительных единицах — за единицу надежности принята интенсивность отказов для резисторов.

Следует отметить, что однотипные элементы, отличающиеся конструктивным исполнением или материалами, из которых они изготовлены, имеют неодинаковую надежность. Например, среди емкостных элементов наименьшей интенсивностью отказов обладают керамические конденсаторы, а наибольшей — оксидно-электролитические; среди резистивных элементов лучшую надежность имеют металлодиэлектрические резисторы.

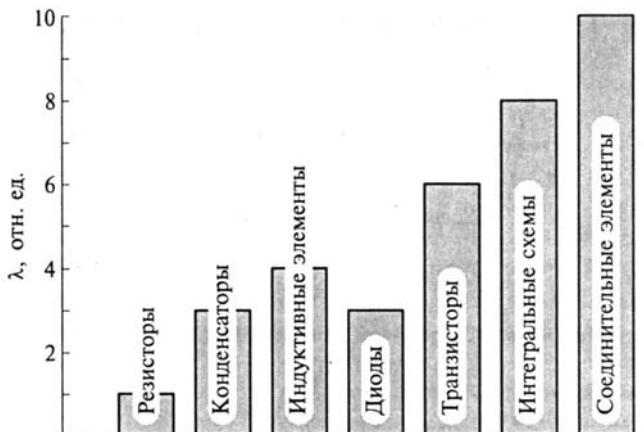


Рис. 15.7. Сравнительная надежность различных элементов электронной техники

К числу изделий с малой надежностью следует отнести соединительные и коммутационные элементы. Характерной особенностью прижимных электрических контактов является внезапное нарушение их работоспособности. К числу основных отказов контактов относятся ложные замыкания разомкнутых контактов и разрывы токоведущей цепи замкнутых контактов. Отказы контактов происходят, как правило, не при настройке и испытании аппаратуры, а позже — при ее эксплуатации (что особенно опасно).

Если средняя интенсивность отказов контактов  $\lambda_{\text{ср}}$ , находящихся в стационарной аппаратуре, работающей в нормальных условиях, составляет  $10^{-10} \dots 10^{-8} \text{ ч}^{-1}$ , то в переносных приборах  $\lambda$  возрастает в 10 раз, а интенсивность отказов контактов, установленных на подвижных объектах, может увеличиться в 100...1 000 раз.

В среднем интенсивность отказов пассивных элементов в несколько раз меньше, чем у активных элементов, однако в любой аппаратуре число активных элементов меньше, чем число пассивных. В то же время отказ любого элемента может вызвать выход из строя аппаратуры в целом. Если предположить, что прибор содержит  $m$  элементов, имеющих одинаковую среднюю интенсивность отказов  $\lambda_{\text{ср}}$ , то вероятность безотказной работы этого прибора в соответствии с формулой (15.1) будет

$$F(t_{\text{сл}}) \approx 1 - m\lambda_{\text{ср}}t_{\text{сл}}.$$

Например, для обеспечения вероятности безотказной работы 0,99 в течение 1 000 ч для достаточно сложного компьютера ( $m = 10^5$ ) следует выбирать элементы, имеющие  $\lambda \approx 10^{-10} \text{ ч}^{-1}$ . В этом случае из 100 компьютеров за 1 000 ч эксплуатации может выйти из строя

не более чем 1. Предельные значения  $\lambda$  для интегральных элементов БИС составляют  $10^{-12}$  ч<sup>-1</sup>.

Элементы электронной аппаратуры наряду с высокой надежностью должны обладать хорошим качеством.

**Качество** — это способность элемента обладать определенным набором характеристик в момент его проверки (поставки потребителю). Качество элементов является результатом измерений в какой-то момент времени, тогда как надежность определяется результатом измерений тех же величин по истечении определенного времени наработки. Элемент может иметь низкое качество (например, плохая маркировка), но высокую надежность, и наоборот.

Для количественной оценки качества используют *уровень входного качества*  $q$ , %:

$$q = (D/N)100,$$

где  $D$  — число элементов, забракованных при проверке;  $N$  — число проверенных элементов.

В настоящее время в большинстве случаев потребитель элементов перед их установкой в свою аппаратуру проводит дополнительную проверку — входной контроль. Это обусловлено экономической целесообразностью: дешевле проверить партию элементов, отбраковав дефектные, чем устранять дефекты модуля после установки комплектующих элементов. Но любая проверка не исключает возможности выхода из строя проверенных элементов в процессе их эксплуатации в аппаратуре. Поэтому существует вероятность приемки партии изделий с дефектами (*риск потребителя*  $\beta$ , который устанавливается равным 0,05 или 0,1) и вероятность того, что будет забракована партия хороших изделий (*риск поставщика*  $\alpha$ ). Связь этих параметров задается планом проверки, т.е. графиком, на котором указана вероятность приемки партии в зависимости от уровня качества (рис. 15.8). Установленный браковочный

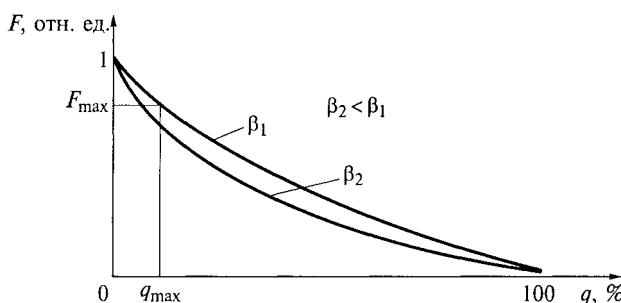


Рис. 15.8. Зависимость вероятности приемки партии элементов от уровня входного качества

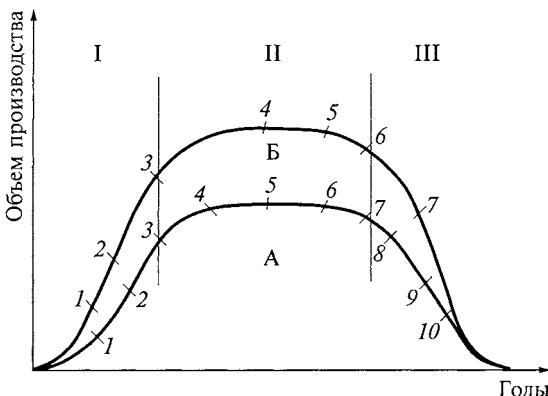


Рис. 15.9. Оценка перспективности пассивных элементов по их положению на кривой жизненного цикла:

I — период становления массового производства; III — период снятия с производства; А — конденсаторы (1 — подстроечные чипы; 2 — сикондовые; 3 — монолитные керамические чипы; 4 — оксидно-полупроводниковые чипы; 5 — монолитные выводные; 6 — оксидно-полупроводниковые выводные; 7 — пленочные; 8 — оксидно-электролитические алюминиевые; 9 — комбинированные пленочные; 10 — трубчатые и дисковые керамические); Б — резисторы (1 — переменные чипы; 2 — постоянные чипы различных типов; 3 — металлооксидные постоянные и переменные; 4 — металлодиэлектрические; 5 — проволочные подстроечные; 6 — композиционные переменные; 7 — углеродистые)

уровень качества  $q_{\max}$  задает риск поставщика  $\alpha = 1 - F_{\max}$ , а риск потребителя определяется формой кривой  $F(q)$ .

При разработке новой аппаратуры желательно учитывать *перспективность* используемых элементов. К перспективным относятся элементы, имеющие большой объем производства и доступные для потребителя по стоимости, при этом должна существовать теоретическая возможность улучшения их основных параметров.

О перспективности тех или иных элементов можно судить по их положению на *кривой жизненного цикла* (рис. 15.9). Она характеризует изменение объема производства по годам выпуска. Для элемента, в настоящее время уже не выпускаемого (например, для бумажных конденсаторов), кривая жизни имеет колоколообразную форму. Элементы, сейчас выпускаемые, находятся на том или ином участке этой кривой. Средняя часть кривой жизненного цикла называется *период зрелости*. Наиболее целесообразно использовать в новой аппаратуре элементы, находящиеся в этом периоде. Начальный участок кривой соответствует новым изделиям с лучшими параметрами, но с более высокой стоимостью. Элементы, находящиеся на спадающем участке в новой аппаратуре применять нежелательно, так как в будущем могут возникнуть про-

блемы с их поставками. На рис. 15.9 для примера приведены показатели перспективности некоторых типов конденсаторов и резисторов (по состоянию на 2005 г.).

## 15.5. СНИЖЕНИЕ ТРУДОЕМКОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

Промышленное производство функционально сложной миниатюрной аппаратуры является конечной целью электроники. Изготовление такой аппаратуры, доступной для потребителя, представляет сложную задачу. Она включает в себя решение материаловедческих, конструкторских и технологических проблем, из которых главной является снижение трудоемкости изготовления приборов и связанное с этим уменьшение их стоимости.

В условиях широкого применения функционально-узлового принципа конструирования основной сборочной единицей всех видов электронной аппаратуры стали модули на печатных платах (ПП). В процессе сборки на ПП монтируются дискретные навесные элементы (НЭ), к которым относятся резисторы, конденсаторы, ИС, БИС, ГИС, микромодули, микросборки и другие изделия. Навесные элементы отличаются друг от друга помимо электрических параметров габаритными размерами, формой и материалом корпуса, расположением, числом, формой и полярностью выводов и рядом других особенностей. Общее число типономиналов отечественных НЭ превышает 2 000.

Разнообразие типономиналов НЭ является одной из причин высокой трудоемкости изготовления электронной аппаратуры. Полнотью исключить при сборке ручной труд не всегда удается. Наиболее трудоемкими операциями являются монтаж (установка НЭ на ПП) и пайка. Автоматизации именно этих операций уделяется особое внимание. На ранних стадиях автоматизации (1960—1980 гг.) создавались робототехнические комплексы, которые устанавливали обычные НЭ с выводами. Автоматизированный монтаж обычно предполагает использование групповых методов пайки, при которых припой воздействует сразу на все или на группу контактных площадок ПП. При этом удавалось снизить трудоемкость монтажа и пайки на 30...40 %, но на габаритных размеров и на стоимость аппаратуры это сказывалось мало.

Кардинальные изменения в технологии изготовления электронной аппаратуры связаны с внедрением в 1980—1990-х г. *поверхностного монтажа* (Surface Mount Technology — SMT). Именно в модулях, изготовленных методом поверхностного монтажа (ПМ) в наибольшей степени проявляются преимущества микроэлектроники как магистрального пути развития современной электронной техники.

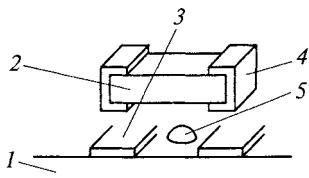


Рис. 15.10. Изготовление модуля методом поверхностного монтажа:

1 — печатная плата без монтажных отверстий;  
2 — *SM*-элементы; 3 — контактные площадки ПП; 4 — контактные площадки НЭ; 5 — капля адгезива

Принцип ПМ поясняет рис. 15.10. Основой модуля является ПП или МПП без монтажных отверстий. Для закрепления НЭ на одной или двух сторонах ПП изготавливается система контактных площадок, соединенных печатными проводниками. На первом этапе изготовления модуля производится фиксация НЭ на контактных площадках ПП. Это может быть обеспечено, например, автоматическим дозированным нанесением капли адгезива на место установки НЭ. После закрепления всех НЭ на одной стороне ПП (после затвердевания клея) при необходимости ПП переворачивается, и аналогичные операции производятся на другой стороне. Установка НЭ производится сборочными автоматами, при этом иногда одновременно НЭ припаиваются к ПП. В других случаях после установки НЭ затем производят их групповую пайку.

Элементы для ПМ (*SM*-элементы) должны удовлетворять ряду требований.

1. Выдерживать однократное действие расплавленного припоя (температура плавления до 250 °C) в течение 10 с, после чего их электрические параметры должны находиться в заданных пределах. Это может быть обеспечено специальными диэлектрическими покрытиями, защищающими функциональные слои элемента от действия высокой температуры.

2. Элементы должны иметь конструктивное исполнение, позволяющее осуществлять их закрепление на контактных площадках ПП. Для ПМ пригодны прямоугольные и цилиндрические чипы с защитными покрытиями, а также НЭ, имеющие жесткие выводы определенной конфигурации.

3. При использовании для фиксации термоотверждаемых kleев элементы для ПМ должны выдерживать действие температуры до 100 °C в течение 1 ч. Известны составы kleев, отверждаемых под действием УФ-излучения. При их использовании последнее требование может не выполняться.

4. Унификация размеров *SM*-элементов. Прежде всего она касается размеров контактных площадок НЭ и расстояния между ними. Это позволяет производить автоматизированное проектирование и изготовление ПП, облегчает управление установочной головкой сборочного автомата. Конструкция головки упрощается, если все устанавливаемые НЭ имеют одинаковые размеры (по междуна-

родным соглашениям в качестве основных приняты следующие размеры прямоугольных чипов:  $3,2 \times 1,6$  мм;  $2,0 \times 1,25$  мм;  $1,6 \times 0,8$  мм;  $1,0 \times 0,5$  мм).

5. Унификация упаковки *SM*-элементов. Наиболее рациональной является упаковка в рулонную ленту, благодаря которой элементы подаются в автомат с правильной полярностью и одинаковой ориентацией.

В настоящее время созданы практически все типы *SM*-элементов (как активных, так и пассивных). На их долю приходится до 60 % объема всего выпуска элементов электронной техники.

Основные преимущества электронной аппаратуры, изготовленной ПМ, заключаются в следующем.

1. Появляется возможность полной автоматизации процесса сборки, монтажа и пайки модулей. Выпускаемые в настоящее время автоматы для ПМ подразделяются на две группы: последовательного и параллельного (синхронного) действия. В автоматах первой группы элементы размещаются на ПП один за другим. Этот метод очень гибкий и подходит для большинства выпускаемых *SM*-элементов, однако его производительность ограничивается величиной в несколько тысяч элементов в час. В большинстве автоматов встроено устройство для нанесения клея и паяльной пасты. В автоматах параллельного действия значительная часть элементов размещается на ПП за одну операцию. Такие автоматы рассчитаны

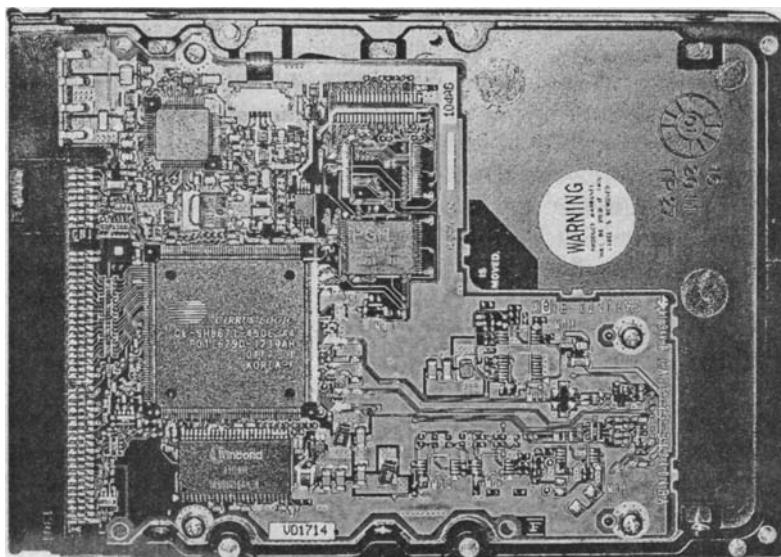


Рис. 15.11. Внешний вид модуля на многослойной печатной плате, изготовленного с использованием технологии поверхностного монтажа

прежде всего на крупносерийное производство, их производительность составляет до 100 тыс. элементов в ч.

2. Уменьшаются габаритные размеры ПП (в 3—4 раза) за счет более плотного расположения НЭ с двух сторон печатных плат.

3. Снижается стоимость аппаратуры (в 5—6 раз), прежде всего в связи с уменьшением стоимости ПП (которая, как правило, не имеет монтажных отверстий), а также благодаря уменьшению числа работников (в 10 раз).

4. Улучшаются электрические свойства модуля на высоких частотах, что обусловлено укорочением проводящих соединений. Повышается надежность аппаратуры вследствие отказа от монтажных отверстий ПП и автоматизации пайки.

В 2000 г. на долю электронной аппаратуры, изготовленной с использованием SMT, приходилось около 70 % мирового объема производства. Внешний вид модуля (схема управления винчестером) с ПМ показан на рис. 15.11.

Внедрение технологий поверхностного монтажа многие специалисты считают четвертой революцией в электронике (после изобретения электронной лампы, транзистора и ИС). Именно ей обязано появление карманных многофункциональных компьютеров, мобильных телефонов со встроенным фотоаппаратом, наручных телевизоров и других сложных и миниатюрных электронных устройств.

## 15.6. ВЗГЛЯД В БУДУЩЕЕ

Согласно многочисленным прогнозам специалистов, магистральный путь развития науки и техники вообще и электроники, в частности, в ближайшие десятилетия будет неразрывно связан с освоением нанотехнологии как нового многообещающего способа управления размерами и формой синтезируемых структур. Под термином «нанотехнология» понимают создание и использование материалов, устройств и систем, структура которых регулируется в нанометровом диапазоне: от десятых долей до сотен нанометров. Этому диапазону соответствуют средние размеры атомов, молекул и надмолекулярных структур.

В нанотехнологии реализуется так называемый принцип конструирования материалов и структур «снизу вверх» (т. е. от простого к сложному), базирующийся на процессах самоорганизации частиц и субмикронной молекулярной «самосборке». Фактически этот принцип во многом напоминает модульный метод монтажа сложной электронной аппаратуры с тем лишь принципиальным отличием, что в нанотехнологии роль модулей исполняют мельчайшие нанообъекты, содержащие поддающееся счету количество атомов или молекул.

Представляется очевидным, что все природные материалы и системы построены из нанообъектов. Именно в интервале наноразмеров, на молекулярном уровне, происходит «программирование» основных характеристик и параметров веществ, протекающих в них процессов и явлений. С этой точки зрения наноструктуры можно рассматривать как особое фазовое состояние вещества.

Микроструктуры образуют основу технологий современной микроэлектроники. Хотя микроструктуры также слишком малы для непосредственного наблюдения и изучения, их свойства в основном описываются законами классической физики. Наноструктуры принципиально отличаются от микроструктур тем, что фундаментальные свойства первых преимущественно описываются законами квантовой физики. В частности, в наноструктурах проявляются квантово-размерные эффекты, волновая природа процессов переноса заряда, доминирующую роль играют поверхности раздела. Управляя размерами и формой наноструктур, таким образом можно придавать совершенно новые функциональные свойства, резко отличающиеся от свойств объемных образцов. Наноструктуры естественным образом подходят для технологического использования квантовых эффектов.

Нанотехнология должна принципиально изменить методы изготовления материалов и устройств. Возможность синтезировать наномасштабные элементы структуры с точно регулируемыми размерами и составом, а затем собирать такие элементы в более крупные образования, обладающие уникальными свойствами и функциями, неизбежно приведет к революционным изменениям во многих отраслях материаловедения и промышленности, в том числе в области электронного материаловедения и электронной техники.

Следует, однако, отметить, что свойства веществ и материалов, синтезированных из нанообъектов по принципу «снизу вверх», в объемной фазе не определяются однозначно. Поэтому первейшая задача заключается в установлении закономерностей, определяющих физико-химические свойства синтезируемых наноматериалов, и разработке физических моделей, позволяющих эффективно управлять методами их изготовления, прогнозировать и регулировать свойства получаемых объектов.

К объектам нанотехнологии относят индивидуальные частицы, пленки, стержни, волокна, трубы, а также образованные из них наноструктурные и нанопористые материалы. При этом они могут представлять собою трех-, двух- или одномерные образования и даже нуль-мерные объекты, называемые квантовыми точками. Основным элементом структуры так называемых консолидированных наноматериалов является зерно или кристаллит. По существу они являются областями когерентного рассеяния рент-

геновских лучей. Структурный дизайн таких материалов отличается той характерной особенностью, что зерна или кристаллиты в них находятся не в изолированном или слабосвязанном виде, а в консолидированном состоянии, т. е. в тесном контакте. Прочность межзеренных прослоек, как правило, достаточно высока. Характерным примером консолидированного наноструктурного материала может служить полупроводниковая сверхрешетка, представляющая собой периодическую последовательность эпитаксиальных слоев наноразмерной толщины.

Применение сверхрешеток и гетероструктур с квантовыми ямами при создании инжекционных лазеров (см. подразд. 5.6) позволяет существенно снизить пороговые токи и повысить эффективность излучения приборов. Еще большего эффекта удается достигнуть при формировании гетероструктур с квантовыми точками, которые можно рассматривать как нуль-мерные нанообъекты. Обычно такие наноструктуры представляют собой упорядоченный (за счет эффекта самоорганизации) массив пирамидальных островков, образующихся в результате частичной релаксации упругих напряжений в тонких эпитаксиальных слоях, не согласованных с подложкой по периоду кристаллической решетки.

Все более широкое применение в технике для самых различных целей находят нанокомпозитные материалы, которые имеют полимерную основу, но армированы диспергированными в них наночастицами. Например, монокристаллические частицы CdSe в полимерных матрицах рассматриваются как возможные эффективные источники излучения и оптические переключатели для лазерных систем. Существенно отметить, что переход к нанообъектам с полупроводниковыми свойствами связан с увеличением эффективной ширины запрещенной зоны и соответствующим сдвигом краевой люминесценции в более коротковолновую область спектра.

Принято считать, что наночастицы с уменьшением размера переходят в кластеры, содержащие от десяти до нескольких тысяч атомов. Полагают также, что кластеры в отличие от кристаллических частиц не обладают трансляционной симметрией. Кластерная структура образуется, например, в кремнии при его пассивации атомарным водородом. Свойства такого материала существенно зависят от размеров кластеров, которые с полным правом можно трактовать как квантовые точки. Установлено, что с уменьшением среднего диаметра кластеров в диапазоне от 30 до 22 Å ширина запрещенной зоны полупроводника возрастает с 2,0 до 2,5 эВ, что вдвое превышает ширину запрещенной зоны кристаллического кремния.

Уже сейчас в полимерном материаловедении достаточно широко изучаются возможности введения металлических частиц для изменения электрической проводимости и механической проч-

ности полимерных нанокомпозитов. Спектр использования таких материалов достаточно широк: нагреватели, электрические кабели, электромагнитные экраны, антистатики, устройства измерительной техники и др. Варьирование размеров металлических наночастиц позволяет существенно изменять пороговую концентрацию проводящего компонента, при которой наступает резкое снижение удельного сопротивления. Значительное возрастание проводимости полимерных нанокомпозитов наблюдается при добавлении углеродных нанотрубок.

Вообще углеродные трубы в настоящее время рассматривают как одну из наиболее перспективных разновидностей нанообъектов для создания элементов электронной аппаратуры нового поколения. Высокая химическая устойчивость и анизотропия формы позволяют использовать нанотрубки в самых различных целях. Было обнаружено, что углеродные нанотрубки по механической прочности многократно превосходят лучшие сорта стали, хотя имеют в шесть раз меньшую плотность. В зависимости от диаметра и особенностей молекулярной симметрии (см. подразд. 3.7) нанотрубки могут быть полупроводниками или обладать металлической проводимостью. Эти свойства в сочетании с наномасштабной геометрией делают их почти уникальными материалами для изготовления электрических проводов, соединений или целых устройств, которые с полным правом можно назвать *изделиями молекулярной электроники*.

Благодаря высокой прочности и проводящим свойствам углеродные нанотрубки заняли доминирующее положение в качестве материала для игольчатых щупов сканирующих зондовых микроскопов. Многообразие наноструктур, образуемых углеродными трубками, создает им богатые возможности к использованию в качестве элементов электронных схем. Например, однослойная полупроводниковая нанотрубка, расположенная между двумя металлическими контактами, выполняющими функции истока и стока, ведет себя как канал в полевом МДП-транзисторе, проводя или запирая ток, в зависимости от напряжения на затворе.

Благодаря анизотропии формы головка нанотрубки может выполнять функции концентратора напряженности электрического поля. При этом возникает эффективная эмиссия электронов при относительно невысоких напряжениях питания. Отмеченный эффект используют при разработке электронных приборов с холодными катодами: дисплеев, источников рентгеновского излучения, отличающихся от обычных аналогов не только пониженными напряжениями, но и меньшей потребляемой мощностью, а также компактностью и малой массой.

В настоящее время исследователи уже переходят от наблюдения и открытия новых явлений и эффектов к конструированию и монтажу сложных устройств на основе наноструктур. Важнейшей

задачей становится разработка совершенного измерительного и технологического оборудования. С изобретением сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) специалисты, связанные с нанотехнологией, обрели «глаза и пальцы» для выполнения точнейших операций с нанообъектами. С помощью СТМ можно с высоким разрешением (до долей нанометра) изучать топографию поверхности, ее электронные свойства и распределение химического состава. Однако еще более важным является то обстоятельство, что СТМ благодаря приложенному потенциалу позволяет вырывать атомы и зондом перемещать их по поверхности, формируя желаемую «архитектуру» нанообъекта. Манипуляции атомами представляют собой наиболее мелкие по масштабу технологические операции при синтезе материалов.

Согласно эмпирическому закону Мура размеры электронных устройств благодаря совершенствованию технологии изготовления интегральных схем уменьшаются со временем по экспоненциальному закону (см. рис. 15.5), причем уменьшение размеров в два раза происходит примерно каждые 1,5...2 года. В соответствии с такой экстраполяцией линейные размеры самых миниатюрных электронных компонентов к 2012 г. должны снизиться до 50 нм. Однако практическая реализация этой закономерности в 2000 г. была поставлена под сомнение, поскольку традиционные технологии уже не обеспечивали подобных темпов развития электроники. Начавшееся освоение нанотехнологии и создание наноструктур позволили расширить область действия закона Мура и обосновать переход от классических устройств к квантовым, что влечет за собой разработку принципиально новой архитектуры процессоров.

Если размеры электронных устройств будут действительно и далее уменьшаться по экспоненциальному временному закону, то уже в недалеком будущем они приблизятся к размерам молекул. Поэтому растет значение исследований в области молекулярной электроники, где квантовые электронные устройства создаются из деталей, синтезируемых в результате периодических химических процессов. Затем эти детали объединяются в требуемые электронные схемы при помощи процессов самосборки и самоупорядочения.

В 1999 г. были экспериментально продемонстрированы возможности работы молекулярных переключателей в ячейках памяти с электронной адресацией. В этом случае одна электрохимически активная молекула может заменить семь транзисторов в обычной кремниевой интегральной схеме. Если удастся собирать электронные схемы из отдельных молекул (переключателей) и углеродных нанотрубок (проводов), то станет весьма вероятным создание запоминающих устройств с плотностью записи в миллион раз выше, чем у современных компьютеров. При этом потребляемая элект-

рическая мощность снизится в миллиарды раз по сравнению с энергопотреблением обычных полупроводниковых устройств памяти на МДП-транзисторах. Столь резкое увеличение объема энергонезависимой памяти позволит существенно упростить работу компьютера.

Важным направлением нанотехнологии является разработка наноэлектромеханических систем. На их основе уже созданы сверхминиатюрные электродвигатели, сенсоры, преобразователи, клапаны, переключатели, резонаторы и др. Существует два подхода к конструированию наноустройств. Это, с одной стороны, создание сверхмалых копий известных макрообъектов, а с другой — разработка принципиально новых образцов, не имеющих традиционных аналогов. В первом варианте возникают принципиальные трудности сборки и контроля нанообъектов. Во втором случае требуется тщательное изучение новых физических эффектов и явлений, положенных в основу принципа работы создаваемых наномашин.

Большое внимание уделяется созданию нанороботов, которые могут найти важные применения в технической диагностике, биологии и медицине. Например, для медицинских целей разрабатывают сверхминиатюрные «роботы-подлодки», которые будут способны снимать холестериновые бляшки со стенок кровеносных сосудов и доставлять лекарства в нужное место человеческого организма.

Из всего сказанного следует, что освоение нанотехнологии вызовет качественный скачок не только в области электроники и информационных технологий. Настоящий переворот может произойти в биологии, экологии, медицине, химии, металлургии, энергетике, в создании военной техники, в развитии космических исследований и др. И во всех этих областях науки и техники электроника будет занимать достойное место.

Но путь в электронику начинается с изучения фундаментальных основ электронного материаловедения, а первым шагом на этом пути является знакомство с современными материалами и элементами электронной техники.

## Контрольные вопросы

1. Почему уменьшение габаритных размеров электронной аппаратуры является основной проблемой современности? Какую роль в уменьшении габаритных размеров пассивных элементов играют новые материалы электронной техники?

2. Перечислите факторы, ограничивающие плотность упаковки элементов в полупроводниковых интегральных микросхемах. Как можно уменьшить влияние этих факторов?

3. Изобразите иерархические системы модулей приборов, показанных на рис. 15.1 и 15.11.

4. Каково назначение дискретных пассивных элементов в модулях, содержащих БИС? Какие требования предъявляются к дискретным конденсаторам?

5. Чему равна интенсивность отказов конденсаторов, если из тысячи конденсаторов, находящихся под напряжением в течение 10 000 ч, из строя вышли два?

6. Какие параметры контурных конденсаторов следует контролировать при установлении условных отказов?

7. Изобразите качественный график числа вышедших из строя резисторов при испытаниях в период нормальной работы, если известно, что отказы носят случайный характер.

8. Разъем, содержащий 100 контактных пар, эксплуатируется в составе переносного прибора. Вероятность безотказной работы разъема в течение 1 000 ч должна равняться 0,99. Определите допустимую величину интенсивности отказов контактов.

9. В чем основные преимущества модульного принципа конструирования электронной аппаратуры и использования поверхностного монтажа?

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### Приложение 4

#### Международная система обозначений номинальных сопротивлений резисторов и номинальных емкостей конденсаторов

Таблица П4.1

#### Ряды номинальных сопротивлений резисторов и номинальных емкостей конденсаторов

Допускаемое отклонение от номинального значения, %	Числовые коэффициенты (умножаются на любое число, кратное 10)	Ряд
±5	10 11 12 13 15 16 18 20 22 24 27 30 33 36 39 43 47 51 56 62 68 75 82 91	E24
±10	10 12 15 18 22 27 33 39 47 56 68 82	E12
±20	10 15 22 33 47 68	E6
±30	10 22 47	E3

Примечание. Номиналы элементов с допуском ±2 % и менее выбираются из трехпозиционного ряда Е192 и подчиненных ему рядов Е96 и Е48.

Таблица П4.2

#### Обозначения допусков резисторов и конденсаторов

Допуск, %		±0,1	±0,2	±0,5	±1	±2	±5	±10	±20	±30
Буквенный индекс	Латинский	B	C	D	F	G	J	K	M	N
	Русский	Ж	У	Д	Р	Л	И	С	В	Ф
Ряд номиналов		Е192		E96	E48	E24	E12	E6	E3	

## Таблица П4.3

## Цветовой код для обозначения номиналов и допусков резисторов и конденсаторов

Цвет маркировочного знака	Номинал, (Ом; пФ)		Допуск, %
	Значащие цифры	Множитель	
Черный	0	1	—
Коричневый	1	10	±1
Красный	2	10 <sup>2</sup>	±2
Оранжевый	3	10 <sup>3</sup>	—
Желтый	4	10 <sup>4</sup>	—
Зеленый	5	10 <sup>5</sup>	±0,5
Голубой	6	10 <sup>6</sup>	±0,25
Фиолетовый	7	10 <sup>7</sup>	±0,1
Серый	8	10 <sup>8</sup>	—
Белый	9	10 <sup>9</sup>	—
Серебристый		0,01	±10
Золотистый		0,1	±5

*Примечание.* Номиналы элементов с допуском ±5 % и более обозначаются двумя значащими цифрами, а элементов с допуском ±2 % и менее — тремя значащими цифрами.

## Приложение 5

## Система условных обозначений конденсаторов и резисторов отечественного производства

Условное обозначение конденсаторов состоит из следующих элементов:

- первый элемент (буква или сочетание букв), обозначающий подкласс конденсатора: К — постоянной емкости; КТ — подстроечные; КП — переменной емкости;
- второй элемент (одна или две цифры), обозначающий группу конденсатора в зависимости от материала диэлектрика (табл. П 5.1);
- третий элемент (пишется через дефис), указывающий регистрационный номер конкретного типа конденсатора.

Таблица П5.1

## Условные обозначения конденсаторов в зависимости от материала диэлектрика

Подкласс	Группа	Обозначение группы
Конденсаторы постоянной емкости	Керамические низковольтные ( $U_{\text{ном}} < 1600$ В)	10
	Керамические высоковольтные ( $U_{\text{ном}} > 1600$ В)	15
	Стеклянные	21
	Стеклокерамические	22
	Тонкопленочные с неорганическим диэлектриком	26
	Слюдяные	31
	Бумажные низковольтные, фольговые	40
	Бумажные высоковольтные, фольговые	41
	Бумажные металлизированные	42
	Оксидно-электролитические (фольговые), алюминиевые	50
	Оксидно-электролитические (фольговые) танталовые или ниобиевые	51
	Оксидно-пористые (жидкостные)	52
	Оксидно-полупроводниковые	53
	Оксидно-металлические	55
	Воздушные	60
	Вакуумные	61
	Полистирольные фольговые	70
	Полистирольные металлизированные	71
	Фторопластовые	72
	Лавсановые фольговые	73
	Лавсановые металлизированные	74
	Комбинированные пленочные	75
	Лакопленочные	76
	Поликарбонатные	77
	Полипропиленовые	78

## Окончание табл. П5.1

Подкласс	Группа	Обозначение группы
Подстроечные конденсаторы, конденсаторы переменной емкости	Воздушные	1
	Вакуумные	2
	С газообразным диэлектриком	3
	С твердым диэлектриком	4
	С жидким диэлектриком	5

Условное обозначение резисторов состоит из следующих элементов:

- первый элемент (буква или сочетание букв), обозначающий подкласс резистора: Р — резисторы постоянные; РП — резисторы переменные (регулировочные и подстроечные); НР — наборы резисторов;
- второй элемент (цифра), обозначающий группу резистора в зависимости от материала резистивного элемента: 1 — непроволочные; 2 — проволочные или металлофольговые;
- третий элемент (пишется через дефис), указывающий регистрационный номер конкретного типа резисторы.

Для резисторов, разработанных до 1968 г., первый и второй индексы обозначают: С — резисторы постоянные; СП — резисторы переменные; 1 — непроволочные тонкослойные углеродистые; 2 — непроволочные тонкослойные металлоизделийные и металлоокисные; 3 — непроволочные композиционные пленочные; 4 — непроволочные композиционные объемные; 5 — проволочные; 6 — непроволочные тонкослойные металлизированные; 7 — металлофольговые.

## Приложение 6

## Таблица П6.1

## Значения некоторых фундаментальных констант

Константа	Обозначение	Числовое значение	Размерность физической величины
Скорость света в вакууме	$c$	$2,998 \cdot 10^8$	$\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$
Магнитная постоянная	$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7}$ $12,566 \cdot 10^{-7}$	$\text{Гн} \cdot \text{м}^{-1}$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = (\mu_0 c^2)^{-1}$	$8,854 \cdot 10^{-12}$	$\text{Ф} \cdot \text{м}^{-1}$

## Окончание табл. П6.1

Константа	Обозначение	Числовое значение	Размерность физической величины
Постоянная Планка	$\hbar$	$6,626 \cdot 10^{-34}$ $4,136 \cdot 10^{-15}$	Дж · с эВ · с
	$\hbar = h/2\pi$	$1,055 \cdot 10^{-34}$ $6,582 \cdot 10^{-16}$	Дж · с эВ · с
Элементарный заряд	$e$	$1,602 \cdot 10^{-19}$	Кл
Магнетон Бора	$\mu_B = e\hbar/2m_0$	$9,274 \cdot 10^{-24}$	Дж · Тл <sup>-1</sup>
Боровский радиус	$a_0$	$0,529 \cdot 10^{-10}$	м
Масса электрона	$m_0$	$9,109 \cdot 10^{-31}$	кг
Магнитный момент электрона	$\mu_e$	$928,427 \cdot 10^{-26}$	Дж · Тл <sup>-1</sup>
Постоянная Авогадро	$N_A$	$6,022 \cdot 10^{23}$	моль <sup>-1</sup>
Постоянная Фарадея	$F$	$9,648 \cdot 10^{-4}$	Кл · моль <sup>-1</sup>
Универсальная газовая постоянная	$R$	8,314	Дж · моль <sup>-1</sup> К <sup>-1</sup>
Постоянная Больцмана	$k = R/N_A$	$1,381 \cdot 10^{-23}$ $8,617 \cdot 10^{-5}$	Дж · К <sup>-1</sup> эВ · К <sup>-1</sup>
Число Лоренца	$L_0$	$2,45 \cdot 10^{-8}$	В <sup>2</sup> · К <sup>-2</sup>

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. *Антипов Б.Л.* Материалы электронной техники. Задачи и вопросы / Б.Л.Антипов, В. С.Сорокин, В.А.Терехов. — СПб. : Лань, 2003.
2. Аморфные металлические сплавы : пер. с англ. / под ред. Ф. Е. Любарского. — М. : Металлургия, 1987.
3. Аморфные полупроводники ; пер. с англ. / под ред. М. Бродски. — М. : Мир, 1982.
4. Аморфные полупроводники ; пер. с англ. / под ред. И. Хамакава. — М. : Мир, 1986.
5. *Балбашов А. М.* Магнитные материалы для микроэлектроники / А. М. Балбашов, А. Я. Червоненкис. — М. : Энергия, 1979.
6. *Барфут Д.* Полярные диэлектрики и их применение / Д. Барфут, Д. Тейлор : пер. с англ. — М. : Мир, 1981.
7. *Блейкмор Д.* Физика твердого тела : пер. с англ. / Д. Блейкмор. — М. : Мир, 1988.
8. *Богородицкий Н. П.* Электротехнические материалы / Н. П. Богородицкий, В. В. Пасынков, Б. М. Тареев. — Л. : Энерготомиздат, 1986.
9. *Бонч-Бруевич В. Л.* Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. — М. : Наука, 1990.
10. *Ван Флек Л.* Теоретическое и прикладное материаловедение / Л. Ван Флек ; пер. с англ. О. А. Алексеева. — М. : Атомиздат, 1975.
11. *Василевский Ю. А.* Носители магнитной записи / Ю. А. Василевский. — М. : Искусство, 1989.
12. *Вонсовский С. В.* Магнетизм / С. В. Вонсовский. — М. : Наука, 1984.
13. *Горелик С. С.* Материаловедение полупроводников и диэлектриков / С. С. Горелик, М. Я. Дащевский. — М. : МИСИС, 2004.
14. *Епифанов Г. И.* Физика твердого тела / Г. И. Епифанов. — М. : Высш. шк., 1977.
15. *Золотухин И. В.* Новые направления физического материаловедения / И. В. Золотухин, Ю. Е. Калинин, О. В. Стогней. — Воронеж : Изд-во Воронеж. ун-та, 2000.
16. *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела : пер. с англ. / Ч. Киттель. — М. : Наука, 1978.
17. *Лахтин Ю. М.* Материаловедение / Ю. М. Лахтин, В. П. Леонтьева. — М. : Машиностроение, 1990.

18. *Мартюшов К. И.* Технология производства резисторов / К. И. Мартюшов, Ю. В. Зайцев. — М. : Высш. шк., 1972.
19. Материаловедение / под ред. Б. Н. Арзамасова. — М. : Машиностроение, 1986.
20. *Мильвидский М. Г.* Полупроводниковые материалы в современной электронике / М. Г. Мильвидский. — М. : Наука, 1986.
21. *Мишин Д. Д.* Магнитные материалы / Д. Д. Мишин. — М. : Высш. шк., 1981.
22. *Мэнгин Ч. Г.* Технология поверхностного монтажа : пер. с англ. / Ч. Г. Мэнгин, С. Макклелланд. — М. : Мир, 1990.
23. *Немцов М. В.* Справочник по расчету параметров катушек индуктивности / М. В. Немцов. — М. : Энергоатомиздат, 1989.
24. *Ормонт Б. Ф.* Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников / Б. Ф. Ормонт ; под ред. В. М. Глазова. — М. : Высш. шк., 1982.
25. *Павлов П. В.* Физика твердого тела / П. В. Павлов, А. Ф. Хохлов. — М. : Высш. шк., 2000.
26. *Пасынков В. В.* Материалы электронной техники / В. В. Пасынков, В. С. Сорокин. — СПб. : Лань, 2004.
27. *Петров К. С.* Радиоматериалы, радиокомпоненты и электроника / К. С. Петров. — СПб. : Питер, 2003.
28. *Поплавко Ю. М.* Физика диэлектриков / Ю. М. Поплавко. — Киев : Выща шк., 1980.
29. *Преображенский А. А.* Магнитные материалы и элементы / А. А. Преображенский, Е. Г. Бишард. — М. : Высш. шк., 1986.
30. *Рез И. С.* Диэлектрики. Основные свойства и применение / И. С. Рез, Ю. М. Поплавко. — М. : Радио и связь, 1989.
31. Резисторы : справочник / под ред. И. И. Четверткова и В. М. Терехова. — М. : Радио и связь, 1991.
32. *Ренне В. Т.* Электрические конденсаторы / В. Т. Ренне. — Л. : Энергия, 1969.
33. *Ротенберг Б. А.* Керамические конденсаторные диэлектрики / Б. А. Ротенберг. — СПб. : Гириконд, 2000.
34. *Рычина Т. А.* Устройства функциональной электроники и электрорадиоэлементы / Т. А. Рычина, А. В. Зеленский. — М. : Радио и связь, 1989.
35. *Смирнов В. И.* Теория конструкций контактов в электронной аппаратуре / В. И. Смирнов, Ф. Ю. Матта. — М. : Сов. радио, 1974.
36. *Солнцев Ю. П.* Материаловедение / Ю. П. Солнцев, Е. И. Пряхин. — СПб. : Химия, 2004.
37. Справочник по электротехническим материалам. В 3 т. / под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. — М. : Энергоатомиздат, 1986—1988.
38. *Таиров Ю. М.* Технология полупроводниковых и диэлектрических материалов / Ю. М. Таиров, В. Ф. Цветков. — СПб. : Лань, 2003.

39. Тареев Б. М. Физика диэлектрических материалов / Б. М. Тареев. — М. : Энергоиздат, 1983.
40. Фролов А. Д. Радиодетали и узлы / А. Д. Фролов. — М. : Высш. шк., 1975.
41. Шалимова К. В. Физика полупроводников / К. В. Шалимова. — М. : Энергоатомиздат, 1985.
42. Штофа Я. Электротехнические материалы в вопросах и ответах : пер. со словацк. / Я. Штофа ; под ред. Б. М. Тареева. — М. : Энергоатомиздат, 1984.
43. Электрорадиоматериалы / под ред. Б. М. Тареева. — М. : Высш. шк., 1978.
44. Электроника. Энциклопедический словарь / под ред. В. Г. Колесникова. — М. : Сов. энцикл., 1991.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

---

Обозначения основных величин .....	3
<b>Г л а в а 8. Активные диэлектрики .....</b>	<b>7</b>
8.1. Классификация активных диэлектриков .....	7
8.2. Сегнетоэлектрики .....	11
8.3. Пьезоэлектрики .....	35
8.4. Пироэлектрики .....	43
8.5. Оптически активные среды .....	48
8.6. Материалы для твердотельных лазеров .....	66
8.7. Жидкие кристаллы .....	77
8.8. Электреты .....	90
<b>Г л а в а 9. Физические процессы и явления в магнитных материалах .....</b>	<b>101</b>
9.1. Общие сведения о магнетизме .....	101
9.2. Классификация веществ по магнитным свойствам .....	105
9.3. Природа ферромагнитного состояния .....	110
9.4. Процессы при намагничивании ферромагнетиков .....	116
9.5. Влияние температуры на магнитные свойства ферромагнетиков .....	125
9.6. Поведение ферромагнетиков в переменных магнитных полях .....	127
9.7. Особенности ферримагнетиков .....	133
9.8. Доменные структуры в тонких магнитных пленках .....	140
<b>Г л а в а 10. Основные свойства, особенности технологии и применение магнитных материалов .....</b>	<b>147</b>
10.1. Классификация магнитных материалов .....	147
10.2. Магнитомягкие материалы для постоянных и низкочастотных магнитных полей .....	149
10.3. Магнитомягкие аморфные материалы .....	159
10.4. Магнитомягкие материалы для высоких частот .....	165
10.5. Магнитные материалы специализированного назначения .....	180
10.6. Магнитотвердые материалы .....	184
10.7. Магнитные материалы для записи и хранения информации .....	194

---

<b>Г л а в а 11. Резистивные элементы электронной техники .....</b>	203
11.1. Классификация резисторов. Основные типы конструкции .....	203
11.2. Основные параметры постоянных резисторов .....	207
11.3. Сравнительные характеристики постоянных резисторов различных типов .....	214
11.4. Специфические параметры и характеристики переменных резисторов .....	219
11.5. Нелинейные полупроводниковые резисторы .....	223
<b>Г л а в а 12. Емкостные элементы электронной техники .....</b>	238
12.1. Классификация конденсаторов. Основные типы конструкции .....	238
12.2. Номинальная емкость конденсаторов .....	242
12.3. Конденсатор в цепи постоянного тока .....	246
12.4. Конденсатор в цепи переменного тока .....	251
12.5. Потери в конденсаторах .....	255
12.6. Пробой конденсаторов .....	260
12.7. Удельные характеристики конденсаторов .....	268
12.8. Конденсаторы на основе неорганических диэлектриков .....	271
12.9. Конденсаторы на основе органических диэлектриков .....	285
12.10. Оксидные конденсаторы .....	289
12.11. Конденсаторы переменной емкости .....	300
<b>Г л а в а 13. Индуктивные элементы электронной техники .....</b>	306
13.1. Катушки индуктивности и трансформаторы. Основные типы .....	306
13.2. Номинальная индуктивность и основные конструкции катушек индуктивности .....	307
13.3. Собственная емкость и эффективная индуктивность катушки .....	310
13.4. Добротность катушек индуктивности .....	313
13.5. Трансформаторы .....	317
13.6. Магнитные сердечники катушек индуктивности и трансформаторов .....	321
<b>Г л а в а 14. Соединительные и коммутационные элементы .....</b>	325
14.1. Физические процессы в прижимном электрическом контакте .....	325
14.2. Влияние внешних факторов на параметры электрических контактов .....	332
14.3. Типы соединительных и коммутационных элементов .....	335
<b>Г л а в а 15. Пути развития электронной техники .....</b>	341
15.1. Основные проблемы .....	341
15.2. Пути уменьшения габаритных размеров электронной аппаратуры .....	341

15.3. Соотношение между дискретными и интегральными элементами .....	349
15.4. Надежность, качество и перспективность элементов электронной техники .....	351
15.5. Снижение трудоемкости изготовления электронной аппаратуры .....	357
15.6. Взгляд в будущее .....	360
Приложения .....	367
Список литературы .....	372

Валерий Сергеевич СОРОКИН,  
Борис Львович АНТИПОВ,  
Нина Павловна ЛАЗАРЕВА

## МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Активные диэлектрики, магнитные материалы,  
элементы электронной техники

Учебник  
Том 2

*Издание второе, исправленное*

Зав. редакцией физико-математической литературы

*Н. Р. Крамор*

Выпускающие *Т. С. Симонова, Н. А. Крылова*

ЛР № 065466 от 21.10.97

Гигиенический сертификат 78.01.07.953.П.007216.04.10  
от 21.04.2010 г., выдан ЦГСЭН в СПб

**Издательство «ЛАНЬ»**

[lan@lanbook.ru](mailto:lan@lanbook.ru); [www.lanbook.com](http://www.lanbook.com)

196105, Санкт-Петербург, пр. Ю. Гагарина, д. 1, лит. А.  
Тел./факс: (812) 336-25-09, 412-92-72.

Бесплатный звонок по России: 8-800-700-40-71

Подписано в печать 13.08.15.

Бумага офсетная. Гарнитура Школьная. Формат 60×90  $1/16$ .  
Печать офсетная. Усл. п. л. 24,00. Тираж 300 экз.

Заказ № .

Отпечатано в полном соответствии  
с качеством предоставленного оригинал-макета  
в ПАО «Т8 Издательские Технологии».  
109316, г. Москва, Волгоградский пр., д. 42, к. 5.