

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Южно-Уральский государственный университет
Кафедра «Автоматика и Управление»

621.38(07)
К65

Константинов В.И., Константинова О.В., Вставская Е.В.

ЭЛЕКТРОНИКА

Часть I Полупроводниковые приборы

Конспект лекций

Челябинск
Издательский центр ЮУрГУ
2023

УДК 621.382.002.2(075.8)+621.38(075.8)
К65

*Одобрено
учебно-методической комиссией
приборостроительного факультета*

*Рецензенты:
Полякова М.А., Голубчик Э.М.*

К65 Константинов, В.И.
Электроника. Часть 1: Полупроводниковые приборы: конспект лекций / В.И. Константинов, О.В. Константинова, Е.В. Вставская. – Челябинск: Издательский центр ЮУрГУ, 2023. – 87 с.

В конспекте рассматриваются механизмы электропроводности полупроводника, лежащие в основе работы полупроводниковых приборов, а также принципы действия, основные характеристики и параметры полупроводниковых диодов, полевых и биполярных транзисторов, тиристор и оптоэлектронных преобразователей.

Конспект лекций предназначен для студентов очной и заочной форм обучения специальностей «Управление в технических системах», «Приборостроение».

УДК 621.382.002.2(075.8)+621.38(075.8)

© Издательский центр ЮУрГУ, 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

Электропроводность твердых тел	
Энергетическое состояние в атоме и твердом теле	5
Проводимость чистых полупроводников	7
Примесные полупроводники	9
Зависимость концентрации носителей от температуры	12
Распределение подвижных носителей в разрешенных зонах	13
Время жизни носителей зарядов	15
Закономерности движения носителей	
Уравнения плотности токов	16
Электронно-дырочный переход	17
Обратное смещение p - n перехода	21
Обратная ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) перехода	22
Прямое включение p - n перехода	25
Прямая ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) перехода	27
Суммарная ВАХ перехода. Влияние температуры на ход вольт-амперной характеристики	27
Емкости p - n перехода	28
Полупроводниковые диоды	
Выпрямительные диоды	30
Высокочастотные (ВЧ) и сверхвысокочастотные (СВЧ) диоды	32
Импульсные диоды	33
Опорные диоды (полупроводниковые стабилитроны)	35
Туннельные диоды	37
Диоды Шотки	39
Варикапы	41
Фотодиоды	42
Светодиоды	43
Светодиоды белого света	45
Оптроны	46
Лазерные диоды	46
Униполярные (полевые) транзисторы	
Транзисторы с управляющим p - n переходом	48
Униполярные транзисторы с изолированным затвором	54
МДП транзисторы с индуцированным каналом	55
Особенности работы полевого МДП транзистора со встроенным каналом ..	57
Переходные и частотные характеристики полевых транзисторов	59
Биполярные транзисторы	60
Распределение токов в транзисторе	64
Особенности работы биполярного транзистора в области малых значений эмиттерного тока	66
Схемы включения биполярного транзистора	66

Характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой.....	68
Характеристики биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером	71
Влияние температуры на характеристики и параметры биполярного транзистора	74
Переходные и частотные характеристики биполярного транзистора.....	74
Тиристоры	78
Динисторы	79
Триодные тиристоры	82
Симметричные тиристоры (симисторы).....	84
Библиографический список.....	87

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

По способности проводить электрический ток вещества в природе можно подразделить на:

- проводники;
- полупроводники;
- диэлектрики.

Учитывая, что электрический ток формируется направленным движением заряженных частиц, следует предположить, что причиной тока в кристаллических телах является направленное движение электронов, поскольку ядра атомов, формирующие кристаллическую решетку тела, перемещаться не могут. Механизм работы полупроводниковых приборов основан на эффектах и явлениях, возникающих в процессе протекания электрического тока в кристаллическом твердом теле. Учитывая, что объемная электропроводность определяется произведением заряда носителей q , концентрации носителей n , и подвижности носителей μ

$$\sigma = q \cdot n \cdot \mu,$$

для металлов (проводников), в которых электроны "свободны", а заряд носителя равен заряду электрона, проводимость, в основном, определяется подвижностью носителей. В полупроводниках и диэлектриках изменение электропроводности определяется, в основном, изменением концентрации носителей.

Энергетическое состояние в атоме и твердом теле

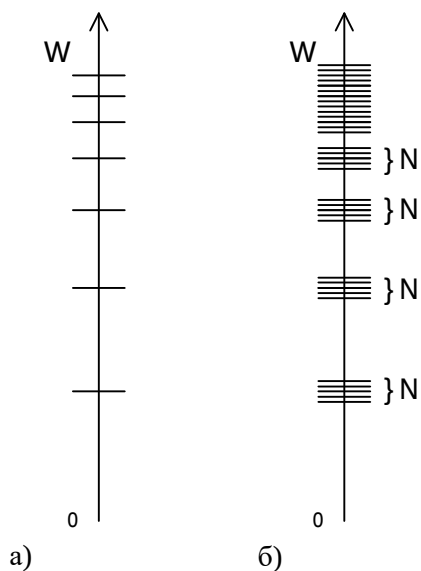


Рис. 1. Энергетический спектр атома (а) и вещества (б)

Согласно квантовой теории строения вещества, электрон в атоме может существовать на вполне определенных энергетических орбитах, каждой из которых соответствует определенное значение энергии электрона и определенное количество длин волн, укладывающихся на орбите. Причем на каждой энергетической орбите могут существовать одновременно два электрона, квантово-механические моменты которых (спины) антипараллельны.

Совокупность разрешенных значений энергии электронов, разделенных зонами запрещенных значений, формирует энергетический спектр атома (рис. 1а). Плотность разрешенных энергетических уровней увеличивается по мере удаления от ядра атома (по мере роста энергии электрона).

При объединении в кристаллическое тело N однородных атомов вещества, электроны внешней энергетической оболочки будут испытывать воздействие не только собственного ядра, но и ядер соседних атомов, в результате чего орбиты электронов претерпевают геометрические деформации, а на энергетической диаграмме каждый энер-

гетический уровень расщепляется на N близко расположенных энергетических подуровней (рис. 1б), формируя зоны разрешенных значений энергии.

В верхней части диаграммы расщепление столь велико, что зоны запрещенных значений энергии пропадают, и формируется единая зона разрешенных значений энергии электрона, называемая *свободной зоной* или *зоной проводимости*. Зона, в которой расположены электроны внешнего энергетического уровня, являющиеся валентными, получила название *валентной зоны*.

Согласно принципу минимума энергии, при температурах на уровне абсолютного нуля, электроны стремятся занять все максимально близкие к ядру энергетические орбиты, при этом электроны последнего энергетического слоя, являющиеся валентными, уровнем своей энергии определяют характер вещества. Различие между проводниками, с одной стороны, и полупроводниками и диэлектриками с другой, заключается в характере распределения электронов по разрешенным зонам в верхней части энергетической диаграммы, который возникает при температуре близкой к 0°К .

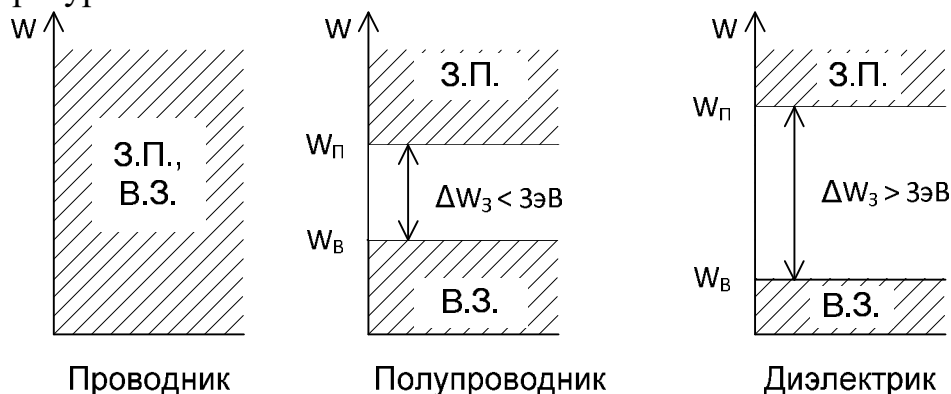


Рис. 2. Верхние участки энергетических диаграмм твердых тел

Так, если валентная зона и зона проводимости являются единой энергетической зоной, то данное вещество – *проводник* (рис. 2). Это действительно так, поскольку даже при сообщении незначительной энергии электроны способны мигрировать в объеме твердого тела и под действием электрического поля формировать электрический ток. Если же энергетические уровни валентных электронов соответствуют зоне, расположенной непосредственно под зоной проводимости, и эти зоны разделены участком запрещенных значений энергии – *запрещенной зоной*, то данное вещество – *полупроводник* или *диэлектрик*, причем качественная характеристика вещества определяется шириной энергетического промежутка между минимально допустимым энергетическим уровнем зоны проводимости (*дном зоны проводимости*) и максимально допустимым энергетическим уровнем валентной зоны (*потолком валентной зоны*). Обычно *полупроводниками* называют вещества, у которых этот энергетический промежуток не превышает 3 эВ ($\Delta W_z \leq 3\text{ эВ}$). Ширина запрещенной зоны определяется как

$$\Delta W_z = W_{\Pi} - W_B,$$

где W_{Π} – дно зоны проводимости; W_B – потолок валентной зоны.

Ширина ΔW_z для германия (Ge) равна 0,62 эВ, для кремния (Si) – 1,12 эВ. Вещества, у которых $\Delta W_z > 3$ эВ, считают *диэлектриками*.

Проводимость чистых полупроводников

К чистым полупроводникам обычно относят элементы 4 группы периодической системы, имеющие на внешней энергетической оболочке четыре валентных электрона. При формировании кристаллической решетки четыре валентных электрона атома полупроводника вступают в ковалентные связи с четырьмя электронами соседних атомов, при этом пространственная картина кристаллической решетки имеет вид тетраэдра. Плоскостная интерпретация пространственной картины кристаллической решетки имеет вид, представленный на рис. 3.

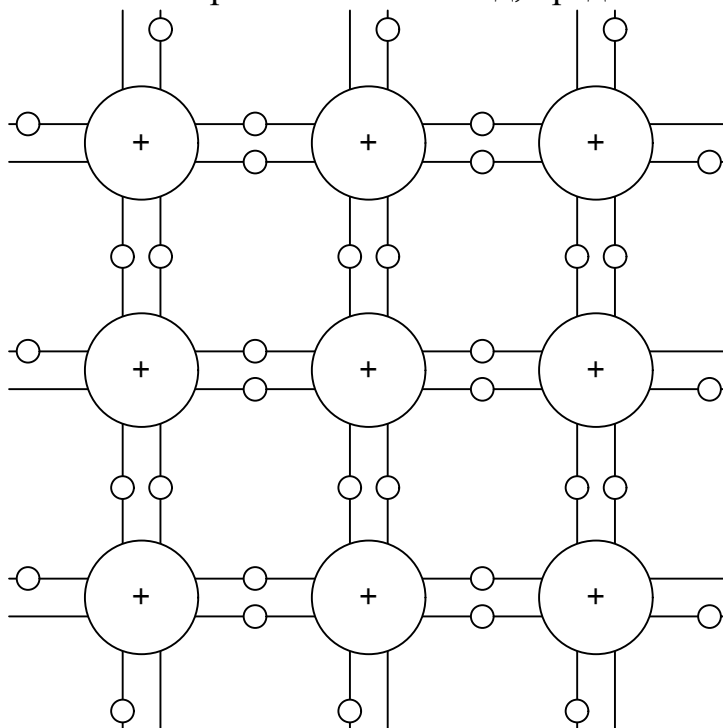


Рис. 3. Кристаллическая решетка чистого полупроводника

В парах ковалентные связи реализуются электронами, квантово механические моменты которых (спины) антипараллельны. При температурах, близких к абсолютному нулю, все связи заполнены электронами, свободные подвижные носители тока отсутствуют, электропроводность полупроводника не существует.

По мере формирования энергетического воздействия на полупроводник путем нагревания, облучения и т. д., появляются электроны в ковалентных связях, способные получить дополнительную энергию, разорвать ковалентную связь и удалиться из микрообъема собственного атома. Для осуществления этого процесса энергия получаемого кванта должна превышать ширину запрещенной зоны полупроводника. Электроны, разорвавшие ковалентные связи под действием добавочной энергии, получили название *свободных*. Свободные электроны под действием напряженности электрического поля могут осуществлять направленное движение, формируя электронную составляющую тока полупроводника.

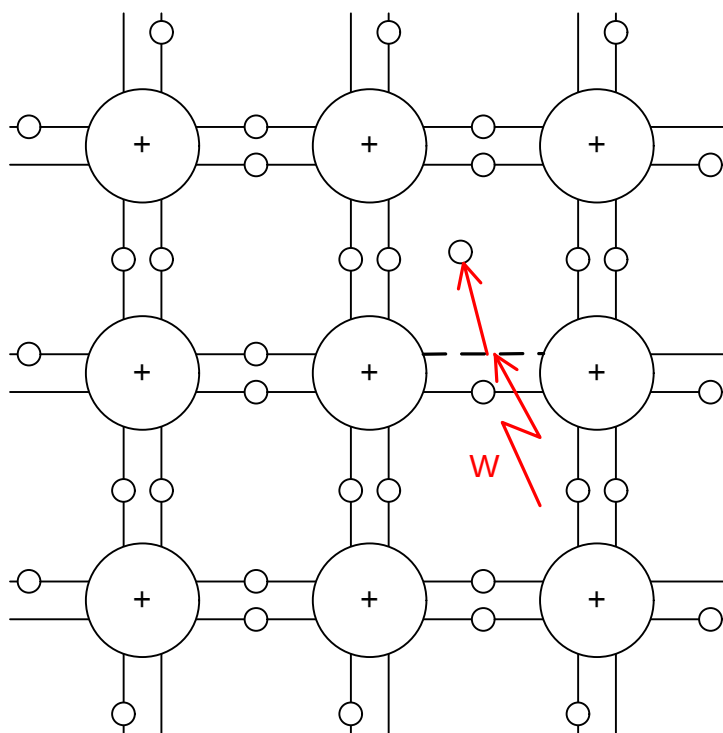


Рис. 4. Генерация пары носителей электрон-дырка

На месте ушедшего электрона в ковалентной связи атомов остался энергетический уровень с отсутствующим электроном (*вакантный энергетический уровень*), получивший название *дырки* (рис. 4). Поскольку атомы вещества в целом электрически нейтральны, т. е. положительный заряд ядра компенсируется отрицательным зарядом электронов энергетической оболочки, уход свободного электрона из микрообъема атома нарушает баланс зарядов, и атом полупроводника с дыркой приобретает положительный заряд, равный по величине заряду электрона. Характерно, что дырка может быть занята любым из электронов соседней ковалентной связи без дополнительного получения энергии, поскольку её энергетический уровень соответствует энергетическому уровню валентной зоны полупроводника. Занятие дырки соседним электроном соответствует её перемещению в объеме полупроводника, поэтому дырку можно рассматривать как частицу с положительным зарядом, которая под воздействием электрического поля приобретает направленный характер движения, т.е. формирует *дырочную составляющую электрического тока*. **Поскольку перемещение дырки основано на последовательном замещении ковалентных связей, ее подвижность в целом ниже, чем у свободного электрона,** что определяет различие свойств полупроводниковых приборов, использующих в своей работе механизмы электронной и дырочной электропроводностей. Характерно, что в чистом полупроводнике носители тока возникают попарно, процесс возникновения носителей называется *генерацией пары*.

При движении в полупроводнике дырка и свободный электрон могут оказаться в одном микрообъеме кристалла, при этом свободный электрон, отдав избыточную энергию, может занять вакантное место в ковалентной связи атомов,

при этом пара носителей исчезает. Процесс исчезновения пары носителей получил название *рекомбинации пары*.

В условиях постоянной температуры процессы генерации и рекомбинации находятся в условиях термодинамического равновесия, т.е. количество пар, возникающих в единицу времени, соответствует количеству пар, уничтожаемых в единицу времени, и поддерживаются некоторые концентрации подвижных носителей электронов и дырок, которые равны между собой. С ростом температуры термодинамическое равновесие устанавливается на больших уровнях концентрации носителей, чему соответствует улучшение электропроводности полупроводника.

Общая проводимость обусловлена движением двух типов носителей заряда – электронов и дырок

$$\sigma = q \cdot n \cdot \mu_n + q \cdot p \cdot \mu_p,$$

где n , p – концентрация электронов и дырок, μ_n , μ_p – подвижность электронов и дырок.

При комнатной температуре ($T \approx 300\text{K}$) концентрация носителей заряда имеет порядок:

- для германия $n = p = n_i \approx 10^{13} \text{ 1/см}^3$,
- для кремния $n = p = n_i \approx 10^{10} \text{ 1/см}^3$.

Учитывая, что в 1 см^3 содержится примерно 10^{22} атомов, а концентрация носителей заряда (электронов) в проводнике имеет тот же порядок, можно сделать вывод, что чистый полупроводник при комнатной температуре практически не проводит тока.

Примесные полупроводники

Добавление в чистый проводник атомов чужеродного элемента получило название *легирование полупроводника*. Повышение концентрации чужеродных элементов соответствует увеличению степени легирования.

Если в расплав чистого полупроводникового материала добавлено некоторое количество атомов примеси 5-валентного элемента, например мышьяка (As), то при остывании расплава и формировании кристаллической решетки 4 внешних электрона атома примеси вступят в ковалентные связи с атомами полупроводникового материала, а пятый электрон внешней энергетической оболочки атома примеси будет вынужден вращаться по круговой орбите вокруг ядра собственного атома (рис. 5). Энергетический уровень этого электрона расположен внутри запрещенной зоны вблизи дна зоны проводимости.

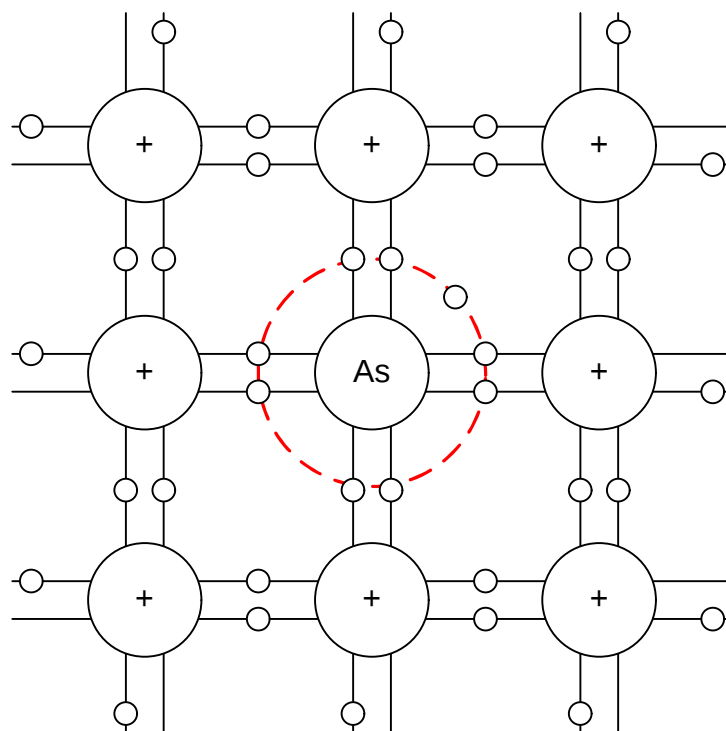


Рис. 5. Кристаллическая структура полупроводника с атомом донорной примеси

Поэтому при сообщении даже небольшого количества энергии ΔW_d , существенно меньшего ширины запрещенной зоны (порядка 0,01 – 0,05 эВ), этот электрон становится свободным.

Характерно, что на месте ушедшего электрона не формируется дырка, а формируется неподвижный положительно заряженный ион атома примеси, поскольку положительный заряд неподвижного ядра превышает отрицательный заряд электронов внешней энергетической оболочки с ушедшим электроном на величину заряда электрона.

Примесь пятивалентного элемента получила название *донорной, электронной* или *примеси n-типа*, поскольку предопределяет в полупроводнике избыточную концентрацию подвижных носителей тока – свободных электронов. Полупроводник с атомами донорной примеси также может называться *донорным, электронным* или *полупроводником n-типа*.

При нормальных условиях все атомы примеси можно считать полностью ионизированными, поэтому концентрация подвижных электронов в донорном полупроводнике определяется концентрацией атомов донорной примеси, и появляется возможность управления электропроводностью полупроводника путем изменения степени легирования.

Свободные электроны для полупроводника с донорной примесью получили название *основных носителей*. Помимо свободных электронов в донорном полупроводнике могут также присутствовать дырки, сгенерированные в атомах чистого полупроводникового материала. Концентрация дырок в донорном полупроводнике ниже, чем в чистом при той же температуре, поскольку процессы рекомбинации происходят при подавляющей концентрации свободных электро-

нов. Дырка для донорного полупроводника считается *неосновным носителем тока*.

Если в расплав чистого полупроводника внесено некоторое количество атомов 3-валентного элемента, например индия (In), то одна из ковалентных связей окажется незаполненной внешними валентными электронами атомов примеси (рис. 6). Энергетический уровень электрона этой ковалентной связи расположен внутри запрещенной зоны вблизи потолка валентной зоны.

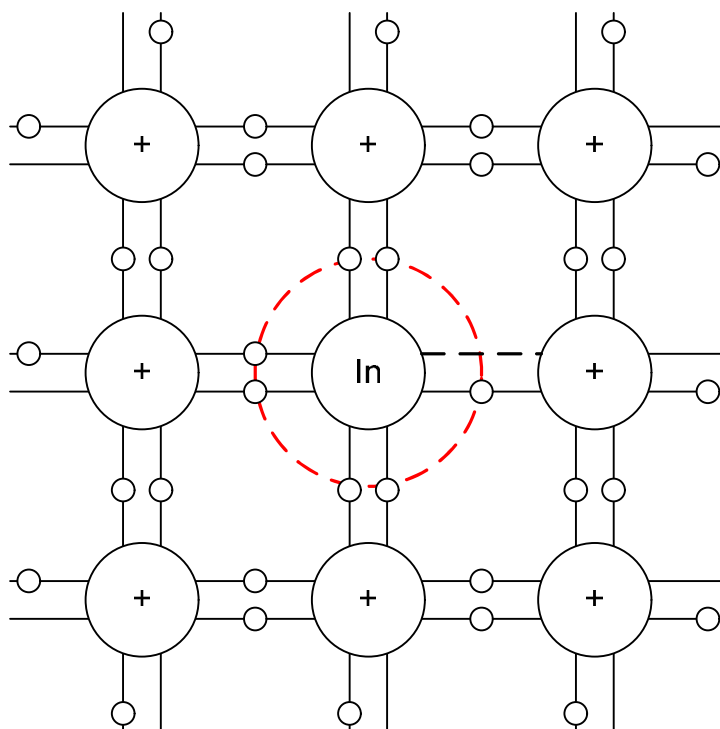


Рис. 6. Кристаллическая структура полупроводника с атомом акцепторной примеси

Поэтому при сообщении даже небольшого количества энергии ΔW_A , существенно меньше ширины запрещенной зоны (порядка 0,01 – 0,05 эВ), валентные электроны соседних атомов способны занять этот энергетический уровень, а в полупроводниковом материале возникает подвижная дырка.

Характерно, что на месте ушедшей дырки не формируется свободный электрон, а формируется неподвижный отрицательно заряженный ион атома примеси, поскольку положительный заряд неподвижного ядра меньше отрицательного заряда электронов внешней энергетической оболочки с пришедшим электроном на величину заряда электрона.

Примесь трехвалентного элемента получила название *акцепторной, дырочной* или *примеси p-типа*, поскольку предопределяет в полупроводнике избыточную концентрацию подвижных носителей тока – дырок. Полупроводник с атомами акцепторной примеси также может называться *акцепторным, дырочным* или *полупроводником p-типа*.

При нормальных условиях все атомы примеси можно считать полностью ионизированными, поэтому концентрация подвижных дырок в акцепторном полупроводнике определяется концентрацией атомов акцепторной примеси, и по-

является возможность управления электропроводностью полупроводника путем изменения степени легирования.

Дырки для полупроводника с акцепторной примесью получили название *основных носителей*. Помимо дырок в акцепторном полупроводнике могут также присутствовать свободные электроны, сгенерированные в атомах чистого полупроводникового материала. Концентрация свободных электронов в акцепторном полупроводнике ниже, чем в чистом при той же температуре, поскольку процессы рекомбинации происходят при подавляющей концентрации дырок. Свободный электрон для акцепторного полупроводника считается *неосновным носителем тока*.

Зависимость концентрации носителей от температуры

На рис. 7 показана зависимость концентрации носителей от температуры.

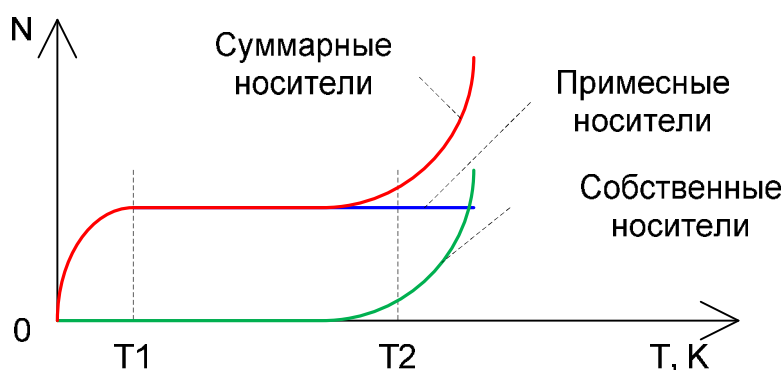


Рис. 7. Зависимость концентрации носителей от температуры

В диапазоне температур $0 \dots T_1$ рост концентрации носителей в примесных полупроводниках обусловлен ионизацией атомов примеси. В диапазоне рабочих температур $T_1 \dots T_2$ практически все атомы примеси ионизированы, и концентрацию носителей в примесных полупроводниках можно считать условно постоянной. При температурах выше T_2 преобладающей становится собственная проводимость.

Температуре T_1 соответствует температура $t_1 \approx -55 \dots -60$ °С. Температуре T_2 соответствует температура $t_2 \approx +75 \dots +85$ °С для германия и $t_2 \approx +150 \dots +170$ °С для кремния.

Диапазон температур $T_1 \dots T_2$ фактически определяет допустимые рабочие температуры полупроводниковых приборов, реализованных на основе данных примесных полупроводников, поскольку их проводимость является технологически управляемой величиной, что позволяет формировать приборы с заранее предопределенными свойствами.

Выход за границы данного диапазона температур изменяет определенность концентрации подвижных носителей, а следовательно и свойства приборов, построенных на основе данного примесного полупроводника.

Распределение подвижных носителей в разрешенных зонах

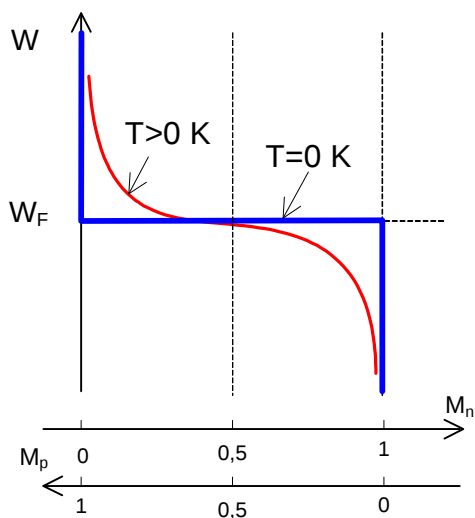


Рис. 8. Распределение Ферми - Дирака

В полупроводниковом материале подвижные носители тока распределены неравномерно по энергетическим уровням. В целом распределение носителей подчиняется законам квантовой статистики Ферми-Дирака (рис. 8).

При этом вероятность нахождения электрона на энергетическом уровне с энергией W определяется функцией Ферми:

$$M_n(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1}$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/°К – постоянная Больцмана, W_F – энергия, соответствующая уровню Ферми; T – абсолютная температура.

При температурах, приближающихся к абсолютному нулю, функция принимает вид ломаной линии, что вытекает из принципа минимума энергии, когда все энергетические уровни с меньшими значениями энергии должны быть заняты электронами. По мере роста абсолютной температуры характер функции Ферми сглаживается, допуская вероятность появления электронов на внешних энергетических уровнях.

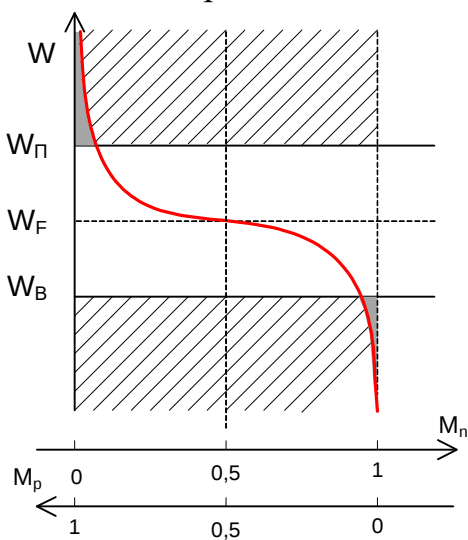


Рис. 9. Функция Ферми и вероятности появления электрона и дырки в чистом полупроводнике

Энергия W_F для полупроводника имеет двойной физический смысл. С одной стороны, ее можно рассматривать как максимальную энергию, которую способны иметь электроны в данном материале при температурах близких к абсолютному нулю. С другой стороны, W_F можно рассматривать, как энергетический уровень, вероятность занятия которого электроном при температуре близкой к абсолютному нулю, составляет 1/2.

Учитывая, что вероятность появления дырки для полупроводника обратна вероятности появления электрона получим:

$$M_p(W) = 1 - M_n(W).$$

Поскольку в чистом полупроводнике концентрации свободных электронов и дырок равны, можно сделать вывод, что в чистом полупроводнике положение уровня Ферми симметрично относительно валентной зоны и зоны проводимости (рис. 9).

Функция Ферми имеет физический смысл лишь для зон с разрешенным значением энергии, поэтому бессмысленно ожидание подвижных носителей с энергиями соответствующими запрещенной зоне полупроводника. Внутри запрещенной зоны ее применение недопустимо.

Концентрация подвижных носителей в чистом полупроводнике может быть определена как интеграл плотности вероятности:

$$n_i = A \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{W_{II}-W_F}{kT}}; \quad p_i = A \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{W_F-W_B}{kT}},$$

где A – множитель, содержащий физические константы и масштабные коэффициенты; k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Аналитическое выражение концентрации подвижных носителей позволяет сформулировать 3 вывода:

1. Произведение концентрации подвижных носителей зависит от ширины запрещенной зоны проводника:

$$n_i \cdot p_i = A^2 \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{W_{II}-W_B}{kT}} = A^2 \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta W_3}{kT}} = n_i^2 = p_i^2 = N^2.$$

2. В полупроводнике n -типа, где концентрация носителей – свободных электронов n_n определяется концентрацией атомов донорной примеси N_D , происходит смещение уровня Ферми в сторону зоны проводимости (рис. 10а).

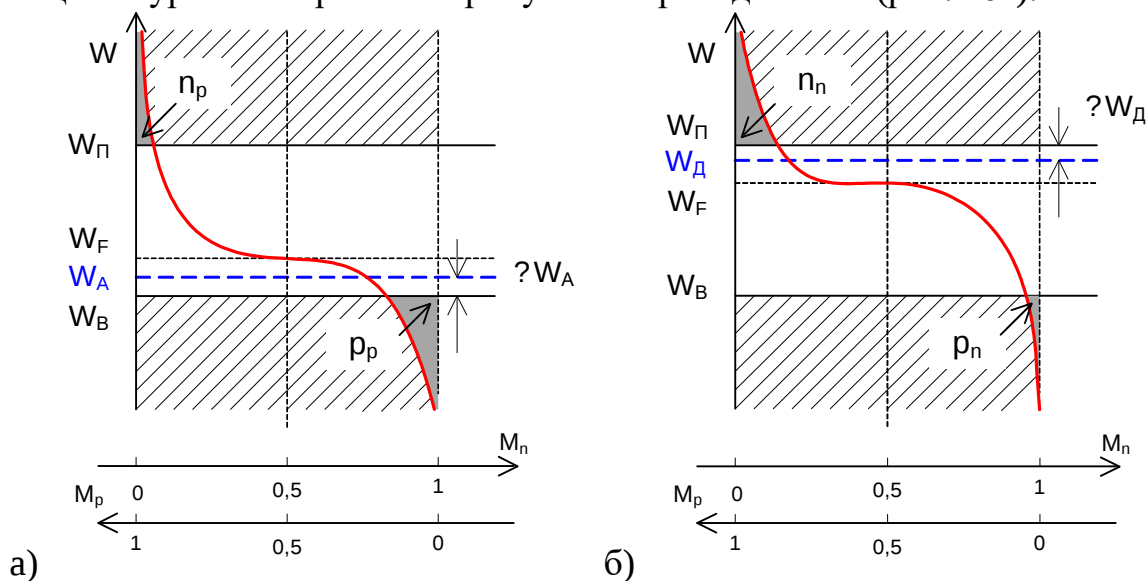


Рис. 10. Функция Ферми для донорного полупроводника (а) и для акцепторного полупроводника (б)

$$n_n = N_D, \quad p_n = \frac{N^2}{N_D}.$$

Физическое уменьшение концентрации дырок в донорном полупроводнике может быть объяснено их скоротечной рекомбинацией при подавляющей концентрации свободных электронов.

3. В полупроводнике p -типа, где концентрация носителей – дырок p_p определяется концентрацией атомов акцепторной примеси N_A , происходит смещение уровня Ферми в сторону валентной зоны (рис. 10б):

$$p_p = N_A, \quad n_p = \frac{N^2}{N_A}.$$

Физическое уменьшение концентрации свободных электронов в акцепторном полупроводнике может быть объяснено их скоротечной рекомбинацией при подавляющей концентрации дырок.

Смещение уровня Ферми пропорционально концентрации внесенной примеси.

В особо сильно легированных полупроводниках уровень Ферми может попадать внутрь зоны проводимости для полупроводника *n*-типа или внутрь валентной зоны для полупроводника *p*-типа, такие полупроводники называются *вырожденными*.

Время жизни носителей зарядов

Если в полупроводниковом материале путем внешнего воздействия (облучения) создана избыточная концентрация подвижных носителей одного из знаков, то за счет рекомбинации она будет уменьшаться до равновесного состояния с течением времени. При этом скорость изменения концентрации определяется характеристическими постоянными τ_n и τ_p , физически соответствующими интервалу времени, в течение которого избыточная концентрация уменьшится в *e* раз.

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \quad \Delta p(t) = \Delta p(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}},$$

где τ_n и τ_p – среднее время жизни носителей, обычно $10^{-6} \dots 10^{-8}$ с.

Быстродействие полупроводниковых приборов, как правило, связано с величинами этих постоянных и увеличивается по мере сокращения их длительности.

Уменьшение времен жизни подвижных носителей осуществляется специальным легированием полупроводникового материала, при котором в качестве примеси используются атомы химического элемента, называемые *ловушками*, для чего в полупроводниковый материал принудительно вносят примесь атомов никеля или золота. Физический механизм действия ловушек заключается в том, что примесные атомы имеют энергетические уровни внутри запрещенной зоны полупроводника, при этом они способны захватывать подвижный носитель и на некоторое время задерживать его положение в объеме полупроводникового кристалла. Задержка подвижного носителя резко увеличивает интенсивность рекомбинации, поэтому ловушки выполняют роль *центров рекомбинации*. Применение примесей-ловушек позволяет уменьшить время жизни подвижных носителей до уровня $10^{-9} \dots 10^{-11}$ с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДВИЖЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ

Уравнения плотности токов

Существуют две физические причины, способствующие направленному движению заряженных частиц.

1. Неравномерность концентрации носителей формирует *диффузионные* составляющие тока, описывающие перемещение носителей из областей с большей концентрацией в области с меньшей концентрацией.

2. Электрическое поле, оказывающее силовое воздействие на заряженные частицы, создает *дрейфовые* составляющие токов.

Каждый из токов может быть реализован потоком свободных электронов или дырок, тем самым формируются четыре составляющих суммарной плотности электрического тока.

1. Плотность диффузионной составляющей тока свободных электронов определяется зарядом электрона $(-q)$, коэффициентом диффузии свободных электронов (D_n) и градиентом концентрации свободных электронов n по координате x $\left(\frac{dn}{dx}\right)$:

$$j_n^D = (-q) \cdot D_n \cdot \left(-\frac{dn}{dx}\right) = q \cdot D_n \cdot \left(\frac{dn}{dx}\right).$$

Коэффициент диффузии D_n численно равен количеству свободных электронов, диффундирующих через площадку единичного сечения в единицу времени при единичном градиенте концентрации, движение электронов направлено противоположно градиенту концентрации $\left(-\frac{dn}{dx}\right)$.

2. Плотность диффузионной составляющей дырочного тока определяется зарядом дырки (q) , коэффициентом диффузии дырок (D_p) и градиентом концентрации дырок p по координате x $\left(\frac{dp}{dx}\right)$:

$$j_p^D = q \cdot D_p \cdot \left(-\frac{dp}{dx}\right).$$

Коэффициент диффузии D_p численно равен количеству дырок, диффундирующих через площадку единичного сечения в единицу времени при единичном градиенте концентрации, движение дырок направлено противоположно градиенту концентрации $\left(-\frac{dp}{dx}\right)$.

3. Плотность дрейфовой составляющей электронного тока определяется зарядом электрона $(-q)$, концентрацией свободных электронов (n) , подвижностью свободных электронов (μ_n) и напряженностью электрического поля по координате x : $\left(\frac{d\varphi}{dx} = -E\right)$ при учете, что направление движения электронов противоположно направлению напряженности электрического поля:

$$j_n^E = (-q) \cdot n \cdot \mu_n \cdot \left(\frac{d\varphi}{dx}\right) = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E.$$

Подвижность электронов μ_n или дрейфовая скорость определяется как скорость, приобретаемая подвижным носителем в поле единичной напряженности.

4. Плотность дрейфовой составляющей дырочного тока определяется зарядом дырки (q), концентрацией дырок (p), подвижностью дырок (μ_p) и напряженностью электрического поля по координате x ($-\frac{d\varphi}{dx} = E$) при учете, что направление движения дырок совпадает с направлением напряженности электрического поля:

$$j_p^E = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \left(-\frac{d\varphi}{dx}\right) = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E.$$

Подвижность дырок μ_p или дрейфовая скорость определяется как скорость, приобретаемая подвижным носителем в поле единичной напряженности.

Суммарная плотность электрического тока определяется суперпозицией четырех составляющих:

$$j = j_n^D + j_p^D + j_n^E + j_p^E$$

$$j = q \cdot D_n \cdot \left(\frac{dn}{dx}\right) + q \cdot D_p \cdot \left(-\frac{dp}{dx}\right) + q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E + q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E$$

Иногда при работе полупроводниковых приборов важное значение приобретает *диффузионная длина подвижных носителей*, под которой понимается среднее расстояние, которое способен преодолеть подвижный носитель за время своей жизни.

Аналитически диффузионная длина свободных электронов L_n и дырок L_p определяются как:

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}; \quad L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}.$$

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

Принципы действия полупроводниковых приборов основаны на эффектах и явлениях, возникающих в процессе протекания электрического тока в электронно-дырочном переходе. Электронно-дырочный переход представляет собой физическое объединение двух образцов полупроводникового материала с различным характером электропроводности. Поэтому такую физическую субстанцию называют также *p-n* переходом. При рассмотрении свойств перехода будем полагать, что контакт полупроводниковых материалов *p* и *n* типа идеален, граница раздела плоская, внешнее электрическое поле отсутствует. Имеем изолированный *p-n* переход.

Предположим, что объединению подверглись образцы полупроводникового материала со следующими характеристиками:

- акцепторный полупроводник с концентрацией примеси $N_A = 10^{18} \text{ 1/см}^3$;
- донорный полупроводник с концентрацией примеси $N_D = 10^{15} \text{ 1/см}^3$.

Считаем, что при рассмотрении процессов и явлений в *p-n* переходе в нормальных условиях все атомы примеси полностью ионизированы, что предопределяет концентрации основных носителей $p_p = 10^{18} \text{ 1/см}^3$, $n_n = 10^{15} \text{ 1/см}^3$ в *p* и *n* областях полупроводника соответственно.

Учитывая, что при нормальных условиях произведение концентраций носителей составляет ориентировочно 10^{26} 1/см^3 (так как для германия $n_i = 10^{13} \text{ 1/см}^3$), можно определить концентрации неосновных носителей в p и n областях полупроводника, которые определяются как

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{10^{26}}{10^{18}} = 10^8 \text{ 1/см}^3, \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{10^{26}}{10^{15}} = 10^{11} \text{ 1/см}^3.$$

На границе раздела p и n областей полупроводника имеется существенный градиент концентрации подвижных носителей обоих знаков, что является причиной возникновения диффузионных составляющих тока перехода (рис. 11).

Вследствие диффузии дырки p области будут перемещаться в приповерхностный слой n области, где, переместившись на некоторое расстояние, рекомбинируют с электронами n области. Свободные электроны n области, в свою очередь, продиффундируют в приповерхностный слой p области, где при дальнейшем движении претерпят рекомбинацию с дырками p области. В результате концентрации свободных электронов и дырок на границе раздела p и n областей будут изменяться в диапазоне перехода из основных носителей в неосновные. Причем это изменение будет происходить в рамках расстояния взаимного проникновения подвижных носителей. В целом зона изменения концентрации называется областью, объединенной подвижными носителями, ее электропроводность существенно меньше по сравнению с остальными участками легированного полупроводника p и n областей.

На месте ушедших дырок в приконтактном слое p полупроводника сформируется отрицательный объемный заряд неподвижных ионизированных атомов акцепторной примеси. С другой стороны, в приконтактной области n полупроводника возникает положительный заряд неподвижных ионизированных атомов донорной примеси.

Объединенный носителями слой двойного пространственного заряда между p и n областями полупроводника называют также *двойным запирающим слоем*. Возникновение двойного слоя пространственного заряда является причиной формирования напряженности электрического поля, направленной из n области в p , имеющей максимальное значение на границе раздела p и n областей. Электрическое поле пространственного заряда препятствует диффузии основных носителей, в то время как неосновные носители (дырки n области и электроны p области) могут беспрепятственно проходить через переход, формируя дрейфовые составляющие плотности тока.

Интенсификация диффузии основных носителей приводит к возрастанию объемного заряда и увеличению напряженности электрического поля, поэтому диффузионные и дрейфовые составляющие плотности тока находятся в условиях термодинамического равновесия, компенсируя друг друга:

$$j = j_n^D + j_p^D + j_n^E + j_p^E = 0.$$

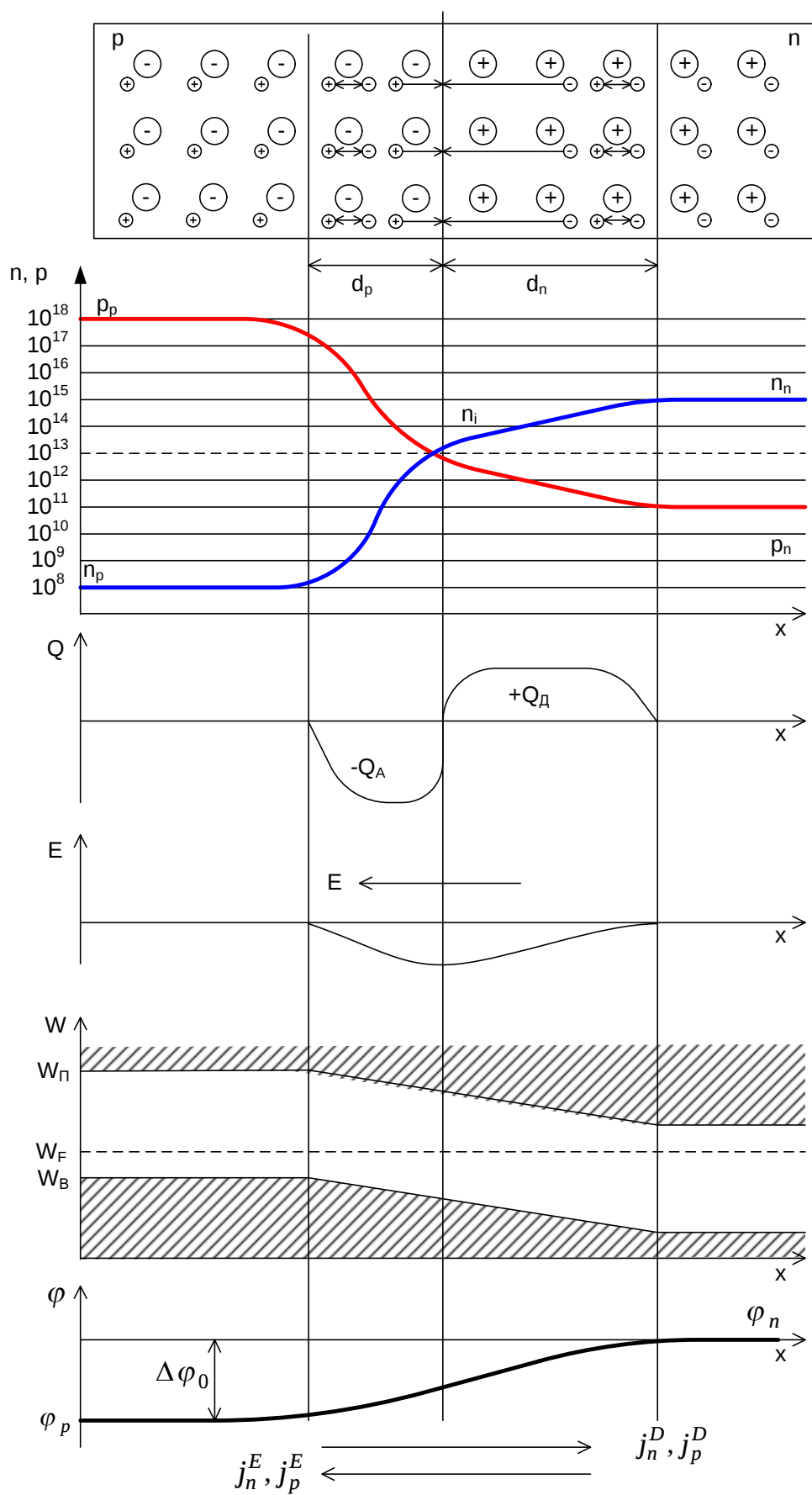


Рис. 11. Характеристики изолированного p - n перехода

Наличие напряженности электрического поля предопределяет существование контактной разности потенциалов $\Delta\varphi_0 = \varphi_n - \varphi_p$, определяемой как интеграл напряженности:

$$\Delta\varphi_0 = \int E \cdot dx.$$

В условиях термодинамического равновесия и в отсутствии внешнего электрического поля уровень Ферми является общим для всего объема полупроводника и лежит внутри запрещенной зоны. Вблизи границы раздела p и n областей, где $n=p=n_i$, уровень Ферми проходит через середину запрещенной зоны. Поскольку в полупроводнике n типа уровень Ферми смещается в сторону зоны проводимости, а в полупроводнике p типа – в сторону валентной зоны, то в дырочной области дно зоны проводимости должно лежать значительно дальше от уровня Ферми, чем дно зоны проводимости в электронной области.

В области p - n перехода диаграмма энергетических зон искривляется, поскольку уровень Ферми является общим для всего объема полупроводника.

Высота потенциального барьера $\Delta\varphi_0$ зависит от положения уровня Ферми в p и n областях. Увеличение концентрации примеси в любой из областей смещает уровень Ферми от середины запрещенной зоны, а, следовательно, увеличивает высоту потенциального барьера. Уменьшение концентрации примеси снижает потенциальный барьер:

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln \left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}} \right) = \varphi_T \ln \left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right)$$

где $\varphi_T = \frac{k \cdot T}{q}$ – температурный потенциал, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, q – заряд электрона, n_{n0} и p_{p0} – равновесная концентрация основных носителей в n и p областях соответственно, n_{p0} и p_{n0} – равновесная концентрация неосновных носителей в n и p областях соответственно.

При комнатной температуре (300 °K) $\varphi_T \approx 0,026$ В. Для большинства германиевых переходов $\Delta\varphi_0 \approx 0,3 \dots 0,4$ В, для кремниевых $\Delta\varphi_0 \approx 0,7 \dots 0,8$ В.

Переход в целом электрически нейтрален, поэтому положительный заряд ионизированных «доноров» (атомов донорной примеси) компенсируется отрицательным зарядом ионизированных «акцепторов» (атомов акцепторной примеси):

$$-Q_p = Q_n.$$

Результирующий объемный электрический заряд можно выразить произведением концентрации примеси на объем зарядовой области:

$$Q = n \cdot V.$$

Исходя из этого, приравниваем заряды p и n областей:

$$N_A \cdot S \cdot dp = N_D \cdot S \cdot dn,$$

где N_A , N_D – концентрация примесей в p и n областях соответственно, S – площадь перехода, dp , dn – протяженность области пространственного заряда в p и n областях соответственно.

Таким образом, соотношение толщины перехода в p и n областях обратно пропорционально концентрации примесей:

$$\frac{dp}{dn} = \frac{N_D}{N_A}$$

Различают симметричные и несимметричные переходы.

Симметричные переходы реализуются из материалов с одинаковой степенью легирования.

Несимметричные переходы располагаются, в основном, в слаболегированной области.

Обратное смещение р-п перехода

Смещением перехода называется приложение к нему напряжения внешнего источника. *Обратным смещением* при этом считается подключение положительного потенциала внешнего источника к области *n*, а отрицательного потенциала – к области *p* перехода (рис. 12). Характерно, что при обратном смещении внутри перехода напряженности полей перехода и внешнего источника действуют однонаправлено.

Учитывая, что основной объем *p* и *n* областей проводника обладает достаточной концентрацией подвижных носителей, а в зоне *p-n* перехода концентрация носителей существенно меньше вследствие плохой электропроводности, можно считать, что всё напряжение внешнего источника приложено непосредственно к зоне *p-n* перехода. Высота потенциального барьера в переходе увеличивается на величину напряжения смещения U_{OBR} :

$$\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_0 + U_{OBR}.$$

Дополнительная напряженность поля изменяет состояние термодинамического равновесия токов. Возрастает потенциальный барьер перехода. В результате этого диффузия основных носителей оказывается полностью угнетенной, и через переход могут свободно перемещаться лишь неосновные носители – дырки *n* области и электроны *p* области, формируя дрейфовые составляющие токов. Поскольку концентрация неосновных носителей мала, имеют место малые значения обратного тока перехода.

Дрейфовый ток через переход практически не зависит от приложенного напряжения: внешнее напряжение изменяет лишь скорость переноса носителей заряда, не влияя на количество переносимых носителей в единицу времени.

Рост приложенного обратного напряжения приводит к оттягиванию основных носителей *p* и *n* областей вглубь полупроводникового материала. При этом толщина *p-n* перехода – зоны, обедненной подвижными носителями, – увеличивается. Зависимость толщины перехода от приложенного обратного напряжения используется в работе различных типов полупроводниковых приборов.

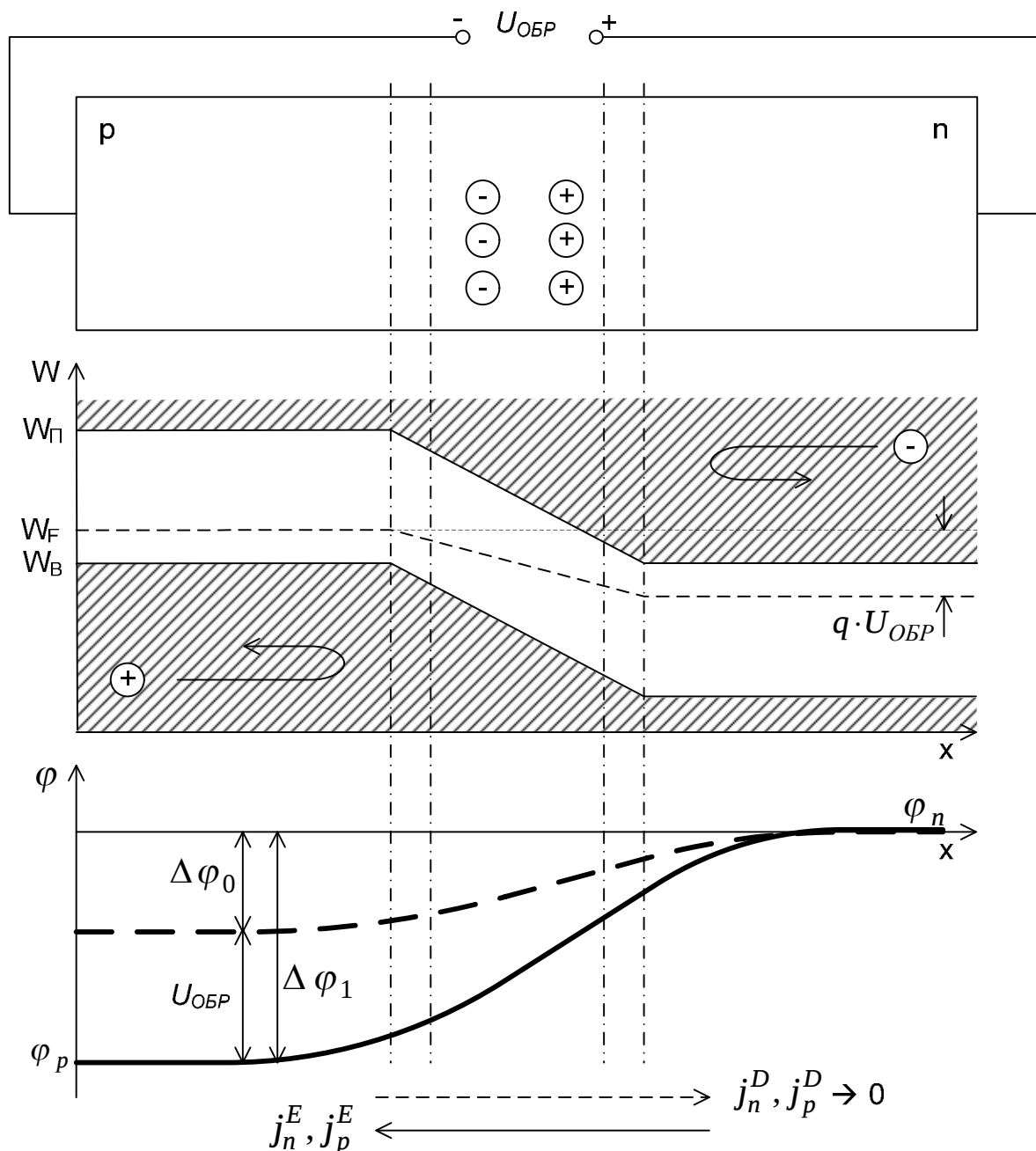


Рис. 12. Обратное смещение p - n перехода

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) перехода

При увеличении приложенного обратного напряжения основные носители p и n областей оттягиваются вглубь полупроводникового материала электрическим полем внешнего источника, толщина двойного слоя пространственного заряда увеличивается, что ведет к ухудшению электропроводности перехода. Можно считать, что приложенное напряжение и сопротивление перехода при обратном включении изменяются пропорционально, что обуславливает условное постоянство обратного тока перехода I_{OBR} в широком диапазоне изменения обратного напряжения (рис. 13).

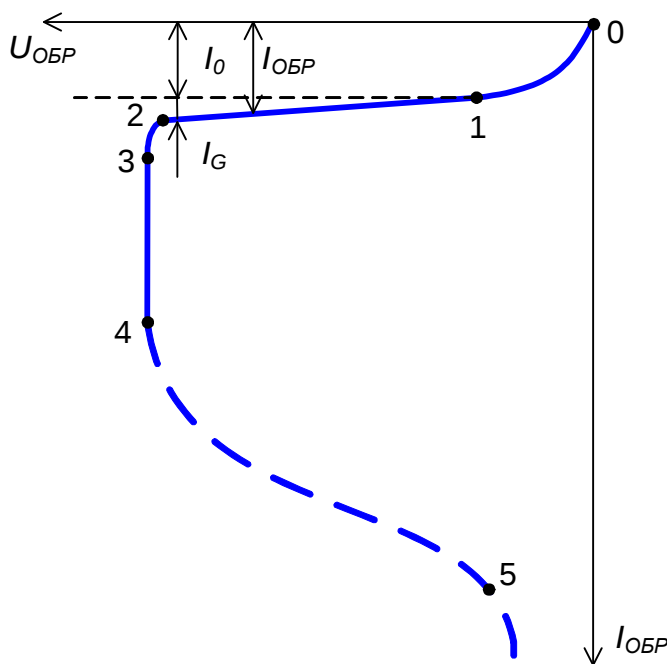


Рис. 13. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики p - n перехода

При небольших обратных напряжениях увеличение обратного тока наблюдается за счет уменьшения диффузионной составляющей. При $U_{OBR} \geq U$ (в точке 1) основные носители заряда не способны преодолеть потенциальный барьер, в связи с чем диффузионный ток равен нулю.

Основную долю обратного тока составляет обратный ток насыщения I_0 , который определяется количеством неосновных носителей p и n областей, способных подойти к зоне p - n перехода в единицу времени, которое, в свою очередь, определяется коэффициентами диффузии, диффузионной

длиной и концентрацией носителей. Поскольку это количество в условиях постоянной температуры можно считать неизменным, неизменной является и величина тока I_0 . Некоторый рост обратного тока по мере увеличения обратного напряжения обусловлен ростом термогенерационной составляющей I_G , которая отражает долю обратного тока, обусловленную генерацией носителей непосредственно в зоне перехода. Рост обратного напряжения способствует интенсификации генерации.

При изменении температуры существенно изменяются концентрации подвижных носителей, а также их диффузионная длина, что приводит к существенному влиянию температуры на величину обратного тока. При этом увеличение температуры приводит к росту обратного тока.

В целом вольт-амперная характеристика p - n перехода на участке обратного смещения может быть описана выражением

$$I_{OBR} = I_0 \left(e^{\frac{U_{OBR}}{\phi_T}} - 1 \right),$$

где I_{OBR} , U_{OBR} – координаты вольт-амперной характеристики; I_0 – обратный ток насыщения перехода; ϕ_T – температурный потенциал p - n перехода,

$$\phi_T = \frac{k \cdot T}{q}$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, $q \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона, при нормальных условиях $\phi_T \approx 26$ мВ.

Начиная с некоторого значения обратного напряжения, происходит резкий рост обратного тока (участок 2-3, рис. 13), наступает явление *пробоя p - n перехода*. В целом пробой можно подразделить на электрический (обратимый) (участок

3-4 рис. 13) и тепловой (необратимый) (участок 4-5 рис. 13). Обратимость электрического пробоя заключается в том, что после его завершения р-п переход полностью восстанавливает свои физические свойства. Однако по мере роста электрического тока увеличивается электрическая мощность, выделяемая непосредственно в зоне перехода и, если величина тока не контролируется, электрический пробой может перейти в тепловой, суть которого заключается в возникновении локального перегрева полупроводникового кристалла при ограниченном теплоотводе, что вызывает деструктуризацию перехода и изменение физических свойств полупроводника. Возникновение теплового пробоя вызывает необратимые последствия.

Электрический пробой, в свою очередь, может быть вызван *лавинным* или *туннельным* механизмами. Под действием электрического поля большой напряженности электрические зоны в полупроводнике претерпевают сильный наклон, запрещенная зона как бы сужается, в результате чего возрастает вероятность *туннельного перехода* электронов из валентной зоны p области в зону проводимости n области, поскольку и там, и там они имеют одинаковые значения энергии.

Расчеты показывают, что туннельный пробой может наступить в германиевом переходе при критических напряженностях поля $E_{KP} \approx 2 \cdot 10^5$ В/см, в кремниевом переходе при $E_{KP} \approx 4 \cdot 10^5$ В/см. Начало пробоя оценивается условно при $I_{OBR} \approx 10 \cdot I_0$.

Лавинный пробой p - n перехода возникает при меньших значениях напряженности поля в результате ударной ионизации нейтральных атомов быстрыми носителями заряда. В поле перехода неосновные носители приобретают энергию, достаточную для ионизации. Ток перехода нарастает лавинообразно. Для того чтобы неосновные носители заряда за время движения в поле перехода успели получить достаточную для ионизации энергию, время дрейфа их должно быть достаточно большим. Поэтому лавинный пробой возникает лишь в сравнительно широких переходах (на низколегированном материале).

В очень узких переходах (в высоколегированном материале) носители за время дрейфа не успевают приобрести необходимую энергию даже при очень высоких напряженностях. В таких переходах, как правило, возникает туннельный пробой. Резкую границу между рассмотренными разновидностями пробоя провести трудно. Следует, однако, отметить, что в любом случае для обеспечения высокого пробивного напряжения p - n переходы следует изготавливать на основе очень чистых полупроводников.

Тепловой пробой p - n перехода возникает при недопустимом повышении температуры, развивается лавинообразно и ввиду неоднородности p - n перехода обычно носит локальный характер. Тепловой пробой возникает, когда отводимое от перехода в единицу времени тепло меньше выделяемого в нем тепла при протекании большого обратного тока. Под действием теплового возмущения валентные электроны переходят в зону проводимости и еще больше увеличивают ток перехода. Такая взаимосвязь может привести к лавинообразному увеличе-

нию тока и пробую перехода. Процесс заканчивается расплавлением участка p - n перехода и выходом прибора из строя. Напряжение на переходе при тепловом пробое (*пробивное напряжение*) уменьшается. Тепловой пробой может произойти в результате перегрева участка p - n перехода при любом характере электрического пробоя (лавином или туннельном).

При ухудшении условий теплоотвода тепловой пробой может произойти при меньшем значении напряжения U_{OBR} , минуя стадии лавинного или туннельного пробоя.

Прямое включение p - n перехода

Прямое включение p - n перехода осуществляется подачей напряжения внешнего источника $U_{ПР}$ положительным потенциалом к области p и отрицательным – к области n . Полагая, что объемное сопротивление p и n областей полупроводника существенно меньше сопротивления зоны p - n перехода, будем считать, что напряжение внешнего источника приложено непосредственно к зоне перехода.

Под действием внешнего электрического поля основные носители заряда перемещаются по направлению к p - n переходу. Недостаток носителей в приконтактных слоях уменьшается, толщина перехода становится меньше, и сопротивление p - n перехода понижается (рис. 14).

При прямом включении p - n перехода напряженность внешнего поля направлена противоположно направлению внутреннего поля перехода, поэтому результирующая разность потенциалов p и n областей в этом случае определяется как

$$\Delta\varphi_2 = \Delta\varphi_0 - U_{ПР}.$$

Понижение высоты потенциального барьера интенсифицирует диффузию основных носителей, и ток через переход возрастает. При $|U_{ПР}| < \Delta\varphi_0$ потенциальный барьер способствует движению через переход неосновных носителей заряда (составляющая дрейфового тока), а при $|U_{ПР}| > \Delta\varphi_0$ препятствует этому движению, при этом p - n переход по существу исчезает. Уменьшение объемного заряда (потенциального барьера) проявляется в сужении p - n перехода, что облегчает переход основных носителей заряда под действием диффузии через границу раздела в соседние области, что приводит к увеличению диффузионного тока через p - n переход.

Введение носителей заряда через электронно-дырочный переход при понижении высоты потенциального барьера в область полупроводника с противоположным характером электропроводности, где эти носители заряда являются неосновными, называется *инжекцией носителей заряда*.

При протекании прямого тока из дырочной области в электронную инжектируются дырки, а из электронной области в дырочную – электроны.

Формирование двойного слоя пространственного заряда инжектированных носителей обуславливает некоторые особенности характеристик полупроводниковых приборов.

Поскольку суммарный прямой ток состоит из электронной и дырочной составляющих, соотношение между ними определяется соотношением концентраций соответствующих носителей, поэтому в несимметричных переходах при прямом смещении ток перехода обычно формируется подвижными носителями сильно легированной области.

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) перехода

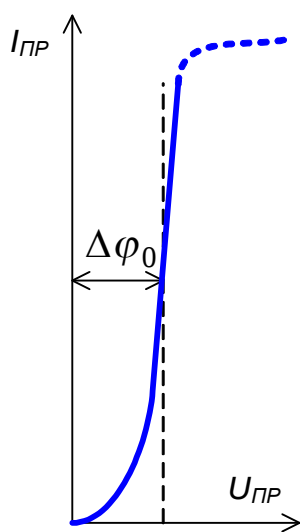


Рис. 15. Прямая ветвь ВАХ p - n перехода

В целом зависимость тока прямого смещения перехода от приложенного напряжения имеет экспоненциальный характер при уровнях прямых напряжений, соответствующих контактной разности потенциалов перехода (рис. 15). Аналитически эта зависимость может быть описана уравнением

$$I_{\text{ПР}} = I_0 \left(e^{\frac{U_{\text{ПР}}}{\varphi_T}} - 1 \right)$$

где $I_{\text{ПР}}$, $U_{\text{ПР}}$ — координаты вольт-амперной характеристики; I_0 — обратный ток насыщения перехода; φ_T — температурный потенциал p - n перехода.

В области очень больших токов падение напряжения на переходе может существенно возрасти вследствие ограничения диффузионной способности p - n перехода. В режиме протекания постоянного тока такие значения практически недостижимы вследствие температурных ограничений. Однако это обстоятельство накладывает ограничение на допустимые импульсные значения тока перехода.

Температура перехода определяет подвижность носителей, что, в свою очередь, является причиной ее влияния на поведение ВАХ.

Суммарная ВАХ перехода.

Влияние температуры на ход вольт-амперной характеристики

Поскольку аналитически вольт-амперная характеристика имеет единое математическое описание для прямого и обратного включения (до пробоя), результирующая вольт-амперная характеристика (рис. 16) описывается выражением

$$I = I_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right)$$

Поскольку в зоне прямого включения ток перехода определяется основными носителями, а в зоне обратного включения — неосновными носителями, концентрации которых существенно различны, вольт-амперная характеристика облада-

ет ярко выраженными вентильными свойствами, то есть хорошей электропроводностью в режиме прямого смещения и очень плохой электропроводностью в режиме обратного смещения.

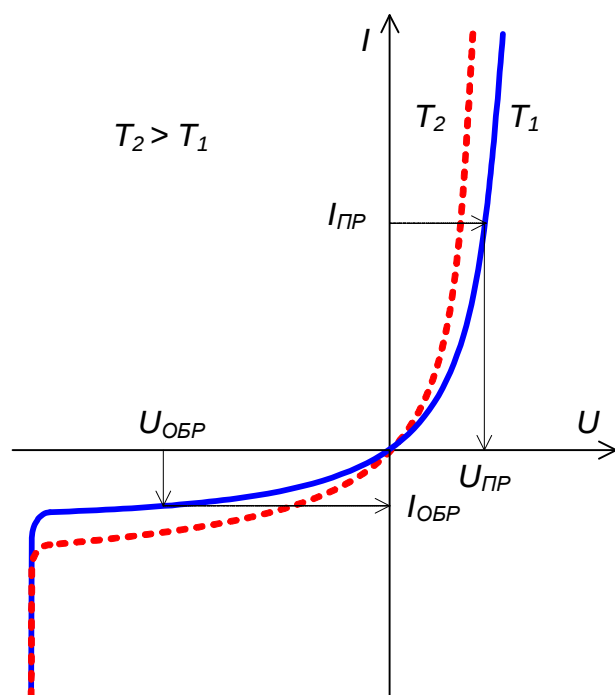


Рис. 16. ВАХ p - n перехода

В областях прямого и обратного смещения p - n перехода до зоны пробоя действие температуры оказывает существенное влияние на поведение вольт-амперной характеристики.

В области обратного включения с ростом температуры увеличивается ток насыщения I_0 :

$$I_0(T) = I_0(T_0) \cdot e^{\alpha \cdot (T - T_0)}$$

где $I_0(T)$ и $I_0(T_0)$ – токи насыщения при рассматриваемой и нормальной температурах, α – температурный коэффициент.

Для расчетов обычно принимают изменение обратного тока $I_{ОБР}(T)$, соответствующее закону удвоения

$$I_{ОБР}(T) \approx I_{ОБР}(T_0) \cdot 2^{\frac{(T - T_0)}{\Delta_2 T}}$$

где $I_0(T)$ и $I_0(T_0)$ – обратные токи при

рассматриваемой и нормальной температурах, $\Delta_2 T \approx 8...10^\circ$ – приращение температуры, при котором ток насыщения удваивается (температура удвоения).

В области прямого включения влияние температуры оценивают по изменению прямого падения напряжения на переходе при протекании фиксированного тока. Для оценки изменения прямого напряжения при изменении температуры вводится понятие *температурного коэффициента напряжения* (ТКН), характеризующего сдвиг вольт-амперной характеристики по оси напряжений в области прямого смещения:

$$U_{ПР}(T) = U_{ПР}(T_0) + \text{ТКН} \cdot (T - T_0),$$

где $\text{ТКН} \approx -2$ мВ/ $^\circ$ для германия, $\text{ТКН} \approx -3$ мВ/ $^\circ$ для кремния.

Таким образом, с ростом температуры для получения заданного постоянного тока через переход к нему нужно приложить меньшее прямое напряжение.

В целом можно считать, что при увеличении температуры происходит поворот ВАХ против часовой стрелки относительно начала отсчета.

Емкости p - n перехода

При обратном смещении p - n перехода две проводящие области полупроводника разделены диэлектрическим промежутком зоны p - n перехода (двойного запирающего слоя). Такая структура реализует плоскостной конденсатор, емкость которого определяется по формуле

$$C_6 = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d}$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, S – площадь перехода, d – толщина перехода.

В p - n переходе такая емкость называется *барьерной* или *зарядной*. Поскольку толщина перехода увеличивается с увеличением приложенного обратного напряжения (уравнение Пуассона) [3, стр. 41], зависимой от напряжения становится также и барьерная емкость, что используется в работе некоторых полупроводниковых приборов.

$$d = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 (\Delta\phi_0 - U_{OBR})}{q \cdot N_{min}}} \quad U_{OBR} < 0,$$

где N_{min} – концентрация примеси в слабо легированной области полупроводника.

Таким образом, барьерная емкость также зависит от напряжения:

$$C_6 = S \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot q \cdot N_{min}}{2(\Delta\phi_0 - U_{OBR})}}$$

При прямом включении интенсивная диффузия носителей обоих знаков вызывает появление двойного слоя пространственного заряда продиффундировавших носителей, еще не успевших рекомбинировать, что является причиной возникновения *диффузионной емкости перехода*, которая определяется как производная от заряда продиффундировавших носителей по приложенному прямому напряжению:

$$C_{и} = \frac{dQ_{диф}}{dU_{пр}}$$

Диффузионная емкость учитывает эффект накопления неосновных носителей, создаваемый за счет диффузии и обуславливает возникновение импульса обратного тока при смене полярности приложенного напряжения.

В несимметричных p - n переходах диффузионная емкость формируется, в основном, носителями с преобладающей концентрацией. В целом можно считать, что диффузионная емкость по величине примерно на порядок превышает барьерную.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

Полупроводниковым диодом называется двухэлектродный электропреобразовательный прибор, принцип работы которого основан на использовании свойств одного p - n перехода.

Общее условное графическое обозначение (УГО) диода представлено на рис. 17а. Вывод от области p полупроводника получил название *анода* (А), а вывод от области n – название *катода* (К) по аналогии с характером протекания тока в электронных лампах (рис. 17б).



Рис. 17. Полупроводниковый диод

В зависимости от функционального назначения полупроводниковые диоды можно подразделить на:

- выпрямительные;
- высокочастотные (ВЧ) и сверхвысокочастотные (СВЧ);
- импульсные;
- опорные или полупроводниковые стабилитроны;
- туннельные;
- диоды Шотки;
- варикапы;
- фотодиоды;
- светодиоды;
- лазерные диоды,

а также диоды Ганна, шумовые диоды и т.д.

Выпрямительные диоды

Выпрямительные диоды предназначены для преобразования переменного тока в однонаправленный.

При работе выпрямительного диода используют вентильные свойства вольт-амперной характеристики p - n перехода. Однако вентильность характеристики p - n перехода в рабочей области напряжения ухудшена в реальном диоде за счет наличия определенного сопротивления p и n областей полупроводника и токоподводов, которое составляет у реальных диодов от долей Ома до десятков Ом.

При протекании прямого тока на этих сопротивлениях возникает падение напряжения, повышающее $U_{пр}$ (рис. 18). Увеличение прямого напряжения снижает высоту потенциального барьера, и последний перестает влиять на величину протекающего через переход прямого тока. Прямой ток диода будет при этом определяться лишь сопротивлением высокоомной области полупроводника и линейно зависеть от приложенного напряжения.

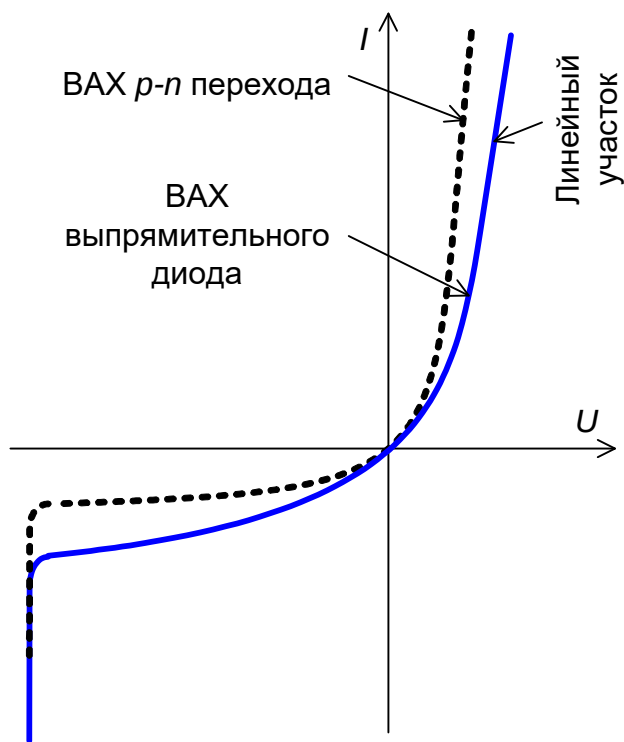


Рис. 18. ВАХ выпрямительного диода и идеального p - n перехода

Этот участок вольт-амперной характеристики диода называется *омическим* и составляет в большинстве случаев основную ее рабочую область. Вырождение экспоненциальной зависимости в линейную происходит при сравнительно малых токах.

Обратный ток диода растет с увеличением обратного напряжения. Этот рост обусловлен токами термогенерации и утечки. Различие обратных ветвей идеального и реального диодов обусловлено появлением у реальных приборов дополнительных токов поверхностной утечки, которые зависят от величины обратного напряжения и качества обработки поверхности кристалла.

Основными параметрами выпрямительных диодов, характеризующими их работу в схемах, являются:

- $I_{ПР\text{ ср}}$ — среднее за период значение прямого тока, который может длительно проходить через диод при допустимом его нагреве;
- $U_{ПР\text{ ср}}$ — падение напряжения на диоде при протекании среднего прямого тока $I_{ПР\text{ ср}}$;
- $U_{ОБР\text{ max}}$ — максимально допустимое постоянное обратное напряжение, не приводящее к пробоем p - n перехода диода;
- $I_{ОБР\text{ max}}$ — максимально допустимое значение обратного тока диода при приложенном напряжении $U_{ОБР\text{ max}}$;
- $I_{ПР\text{ max}}$ — максимально допустимый импульсный прямой ток диода при заданной длительности импульса;
- f_{max} — предельная частота переменного напряжения без снижения допустимых электрических параметров работы диода;
- $t_{\text{min}}, t_{\text{max}}$ — допустимый температурный диапазон работы диода.

По эксплуатационным параметрам выпрямительные диоды подразделяют на маломощные ($0 < I_{ПР\text{ ср}} < 0,3\text{A}$), средние ($0,3 < I_{ПР\text{ ср}} < 3\text{A}$), мощные ($I_{ПР\text{ ср}} > 3\text{A}$).

Вольт-амперная характеристика диода зависит от температуры. С повышением температуры прямое и обратное сопротивления уменьшаются. Наиболее сильно меняется обратный ток и, соответственно, обратное сопротивление диода постоянному току. В результате выпрямительные свойства диода ухудшаются. Рост тока насыщения, в основном, определяет температурные пределы работы диодов, поскольку при больших значениях обратных напряжений и токов выде-

ляемая на переходе мощность становится чрезмерно большой, и переход может пробиться. Обычно предельная рабочая температура для германиевых диодов составляет $+70\text{ }^{\circ}\text{C}$, для кремниевых – $+150\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Кремниевые диоды получили более широкое распространение, поскольку имеют во много раз меньшие обратные токи и большие обратные напряжения по сравнению с германиевыми. Германиевые диоды целесообразно применять при низких напряжениях, поскольку при одинаковых токах падение напряжения на германиевом диоде, смещенном в прямом направлении, меньше, чем в кремниевом диоде. В кремниевых диодах при протекании через них номинального рабочего тока падение напряжения обычно составляет $0,8\ldots 1,5\text{ В}$, в германиевых – $0,3\ldots 0,5\text{ В}$.

Высокочастотные (ВЧ) и сверхвысокочастотные (СВЧ) диоды

Высокочастотные диоды предназначены для преобразования переменного электрического тока в однонаправленный в радиочастотном диапазоне сигналов.

Сверхвысокочастотные диоды обеспечивают электропреобразование в гигагерцовом диапазоне частот.

Условное графическое обозначение ВЧ и СВЧ диодов соответствует стандартному УГО диода.

Наличие барьерной емкости *p-n* перехода обуславливает возникновение обратной электропроводности, интенсивность которой определяется произведением величины барьерной емкости на частоту сигнала. Рост результирующего обратного тока нарушает вентильные свойства вольт-амперной характеристики и приводит к нарушению основных эксплуатационных функций диода.

Основная технологическая проблема производства таких диодов связана с уменьшением их барьерной емкости, для чего используются точечная или микросплавная технологии производства.

При формировании *точечного p-n перехода* через точечный контакт острия металлической пружины с полупроводником основной массы кристалла *n* типа пропускают в течение долей секунды импульс тока сравнительно большой мощности. При этом в микрообъеме под острием изменяется тип электропроводности благодаря диффузии примеси из острия пружины в полупроводник. На границе раздела *p* и *n* областей образуется полусферический *p-n* переход.

Микросплавный переход получается в результате сплавления на малую глубину слоя металла или сплава, предварительно нанесенного на поверхность полупроводника. По сравнению с точечными, микросплавные диоды обладают большими допустимыми характеристиками при обратном включении.

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики высокочастотного диода не отличается от соответствующей ветви выпрямительного диода. Однако в обратной ветви характеристики вследствие малой площади *p-n* перехода участок насыщения практически отсутствует, и обратный ток с ростом напряжения равномерно возрастает за счет токов утечки и термогенерации.

Основным паразитным параметром высокочастотных диодов является статическая емкость между внешними выводами. Ее значение определяется барьерной емкостью p - n перехода. Чем меньше емкость, тем шире диапазон рабочих частот. Обычно значение этой емкости составляет менее 1 пФ.

По частотным свойствам высокочастотные диоды подразделяют на две группы:

- $f_{\max} < 300\text{МГц}$;
- $300\text{МГц} < f_{\max} < 1000\text{МГц}$.

На более высоких частотах используются сверхвысокочастотные (СВЧ) диоды. Для реализации выпрямляющей функции на таких частотах СВЧ диоды строятся по точечной технологии из высоколегированных полупроводниковых материалов, что позволяет реализовать радиус диффузии примесей 0,5...0,8 мкм и получить емкость перехода 0,5...1,5 пФ. Поскольку эти приборы изготавливаются из высоколегированных материалов, они имеют низкие допустимые значения обратных напряжений и склонны к электростатическому пробое. Для работы с такими приборами используют заземление, приборы помещаются в тары-контейнеры, а прикосновение к ним руками не допускается.

Основными параметрами высокочастотных и сверхвысокочастотных диодов, помимо эксплуатационных параметров выпрямительного диода, являются:

- емкость диода C_d ;
- максимальная частота преобразуемого сигнала $f_{\max}$.

Импульсные диоды

Импульсные диоды предназначены для работы с электрическими сигналами, имеющими ступенчатый характер изменения во времени и могут применяться в качестве ключевых элементов в устройствах импульсной техники.

Под воздействием входного импульса положительной полярности происходит инжекция носителей в базовую область диода. Избыточная концентрация неосновных носителей может во много раз превышать равновесную.

Изменение напряжения с прямого на обратное приводит к выбросу обратного тока из-за наличия диффузионной емкости, поскольку после прекращения прямого тока неравновесный заряд не может исчезнуть мгновенно и сохраняется в базе в течение времени, сравнимого со временем жизни неосновных носителей (1...10 мкс). Выброс обратного тока иногда на 1-2 порядка превышает установившееся значение (рис. 19). Возникновение броска обратного тока обусловлено тем, что избыточные носители, находящиеся в области противоположного типа электропроводности на расстоянии диффузионной длины от перехода, втягиваются полем перехода обратно в собственную область. После того, как концентрация подвижных носителей достигает равновесного значения за счет рекомбинации и утечки носителей через p - n переход, ток спадает до своего установившегося значения, а обратное сопротивление диода восстанавливается до высокого статического значения.

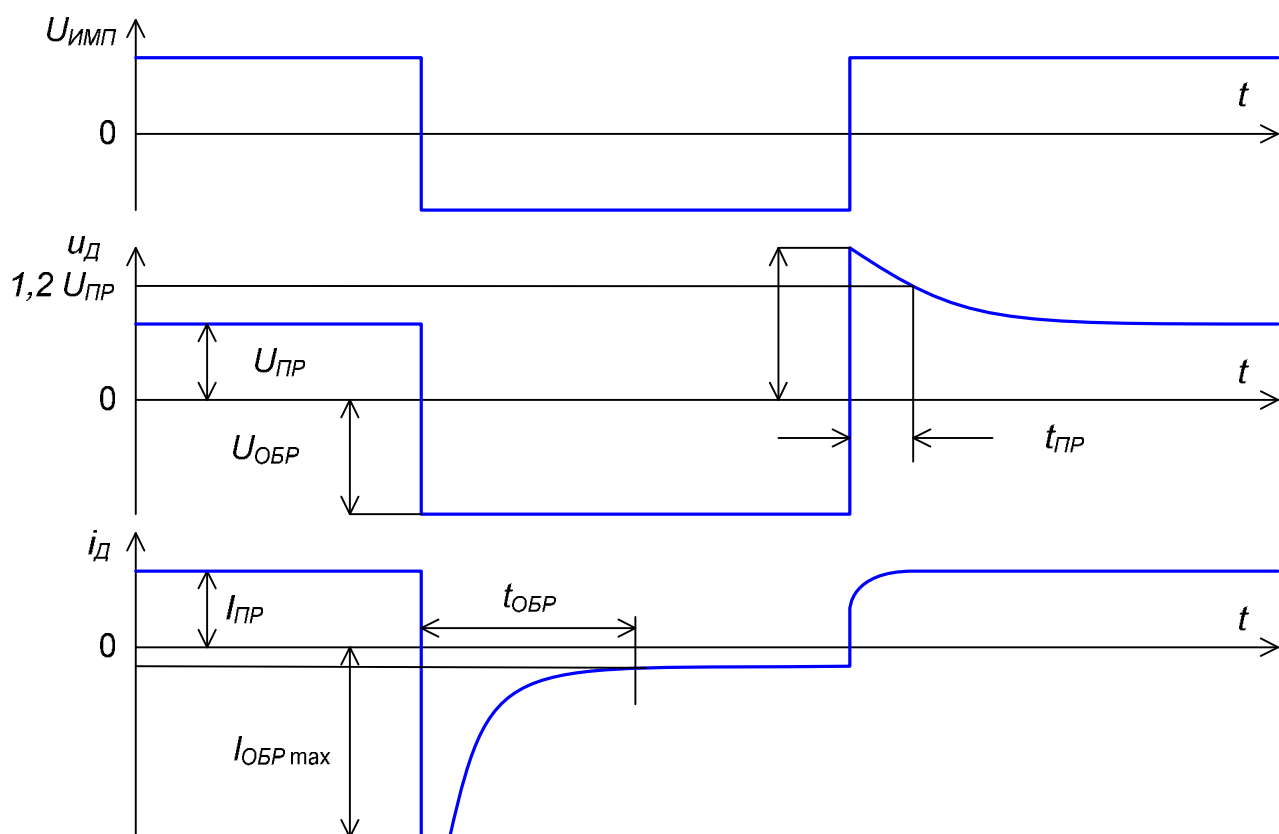


Рис. 19. Диаграмма переходных процессов в импульсном диоде

Интервал времени между моментом переключения напряжения на диоде с прямого на обратное и моментом, когда обратный ток достигает заданного значения, называется *временем восстановления обратного сопротивления* $t_{обр}$. Наиболее эффективным методом снижения $t_{обр}$ является уменьшение времени жизни неосновных носителей заряда в области противоположного типа электропроводности и уменьшение геометрических размеров активных областей выпрямительных структур. Для сокращения времени рассасывания носителей вводят атомы специальных примесей (например, золота), называемые *ловушками*, которые, благодаря наличию разрешенных энергетических уровней, соответствующих энергии запрещенной зоны полупроводникового материала, способны захватывать и удерживать на своих орбитах подвижные носители, существенно увеличивая вероятность рекомбинации. Атомы-ловушки образуют дополнительные центры рекомбинации.

После переключения диода на прямое напряжение электропроводность будет возрастать по мере инжекции носителей заряда (за время $t_{пр}$), в связи с чем прямое сопротивление перехода сразу после переключения оказывается больше сопротивления в установившемся режиме. Уменьшить *время восстановления прямого сопротивления* можно за счет уменьшения толщины перехода.

Основными параметрами импульсных диодов, помимо эксплуатационных параметров выпрямительного диода, являются:

- емкость диода C_d ;

- максимальное импульсное прямое напряжение $U_{ПР\ max}$;
- максимальный импульсный обратный ток $I_{ОБР\ max}$;
- время восстановления прямого напряжения диода $t_{ПР}$;
- время восстановления обратного сопротивления диода $t_{ОБР}$.

Опорные диоды (полупроводниковые стабилитроны)

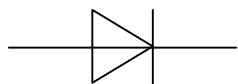


Рис. 20. Стабилитрон

Полупроводниковым стабилитроном (или опорным диодом) называется полупроводниковый диод, напряжение на котором в области электрического пробоя слабо зависит от тока. УГО стабилитрона показано на рис. 20.

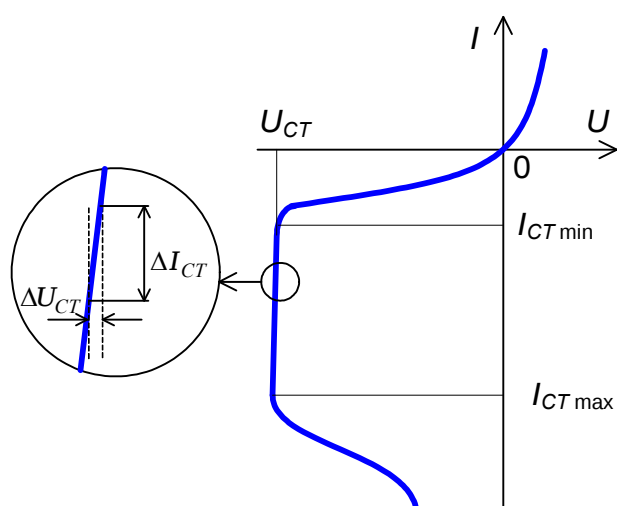


Рис. 21. ВАХ стабилитрона

Рабочим участком характеристики стабилитрона является область пробоя обратной ветви вольт-амперной характеристики перехода, которая почти параллельна оси токов, а рабочим напряжением – напряжением пробоя (рис. 21), поэтому полярность подключения внешнего напряжения для опорных диодов, как правило, противоположна.

При ограничении протекающего тока состояние пробоя в стабилитроне может поддерживаться и воспроизводиться в течение десятков тысяч часов.

Величина стабилизируемого напряжения зависит от полупроводникового материала и технологии его обработки.

Полупроводниковые стабилитроны обычно изготавливают на основе кремния, что обусловлено незначительным обратным током в кремниевых диодах. Это исключает возможность их саморазогрева и теплового пробоя p - n перехода. У стабилитронов с малым рабочим напряжением (до 3...4 В), которые изготавливаются из низкоомного материала, возникает туннельный пробой. У более высокоомных стабилитронов с рабочим напряжением более 7 В – лавинный пробой. У стабилитронов с рабочим напряжением 3..7 В пробой определяется совместным взаимодействием туннельного и лавинного механизмов.

Наклон вольт-амперной характеристики на участке электрического пробоя характеризуется величиной *динамического сопротивления*, определяемого как отношение приращения напряжения на стабилитроне к приращению тока в режиме стабилизации:

$$R_D = \frac{\Delta U_{СТ}}{\Delta I_{СТ}}$$

Чем меньше величина динамического сопротивления, тем лучше соответствуют характеристики стабилитрона идеальному источнику напряжения на участке электрического пробоя.

В электронных схемах опорные диоды используются, как правило, в качестве источников эталонного напряжения и являются базисным элементом измерительной схемы. Точность поддержания эталонного напряжения при этом, как правило, определяет точность механизма измерения различных физических величин. Поэтому вопросы временной и температурной стабильности напряжения стабилизации для опорных диодов имеют важное техническое значение.

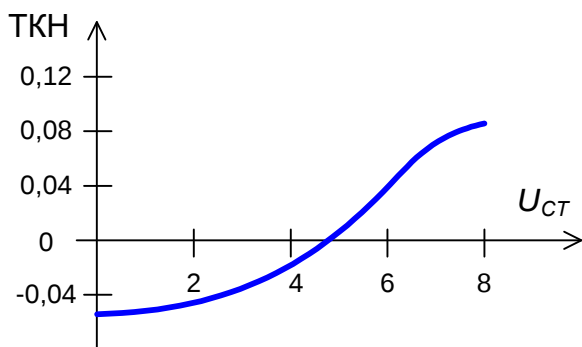


Рис. 22. Температурный коэффициент напряжения (ТКН) стабилизатора

Зависимость напряжения стабилизации от температуры отражается температурным коэффициентом напряжения (ТКН) стабилизации, равным отношению относительного приращения напряжения стабилизации к абсолютному приращению температуры окружающей среды, выраженный в процентах (рис. 22):

$$\text{ТКН} = \frac{\Delta U_{СТ}}{U_{СТ} \cdot \Delta t} \cdot 100\%$$

при $I_{СТ} = \text{const.}$

Для стабилитронов с туннельным характером электрического пробоя $\text{ТКН} < 0$, для стабилитронов с лавинным пробоем $\text{ТКН} > 0$.

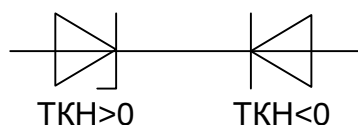


Рис. 23 Термокомпенсированный стабилитрон

Существует особый класс опорных диодов, называемых *термокомпенсированными стабилитронами*, которые представляют собой последовательное соединение прямо смещенного диода и пробитого стабилитрона с лавинным пробоем, причем отрицательный ТКН диода компенсируется положительным ТКН стабилитрона (рис. 23). В результате такого соединения элементов удается достичь результирующего ТКН в диапазоне $5 \cdot 10^{-4} \text{ } \%$.

Изменение полярности приложенного напряжения не формирует прямую ветвь ВАХ из-за обратного смещения диода.

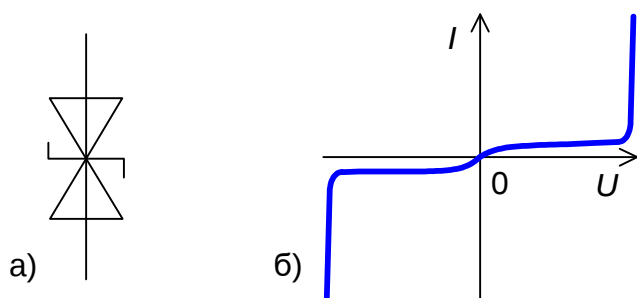


Рис. 24. Двухсторонний стабилитрон

Для работы с сигналами переменного тока в настоящее время широкое распространение получили *двухсторонние стабилитроны* (рис. 24а), представляющие собой встречно-последовательное соединение двух стабилитронов. Вольт-амперная характеристика таких приборов симметрична относительно начала координат (рис. 24б).

Основными параметрами полупроводниковых стабилитронов являются:

- напряжение стабилизации U_{CT} – падение напряжения на стабилитроне в области стабилизации при номинальном значении тока;
- ток стабилизации I_{CT} – ток стабилитрона в области стабилизации;
- динамическое (дифференциальное) сопротивление R_d ;
- температурный коэффициент напряжения (ТКН);
- рассеиваемая мощность P :

$$P = U_{CT} \cdot I_{CT}$$

при повышении температуры до значений 75...90° С, рассеиваемая мощность снижается линейно;

- максимальный ток стабилизации $I_{CT \max}$ – максимальный ток, при котором мощность, рассеиваемая на стабилитроне, не превышает допустимое значение (не возникает тепловой пробой);
- минимальный ток стабилизации $I_{CT \min}$ – минимальный ток через стабилитрон, при котором возникает устойчивый пробой.

Туннельные диоды

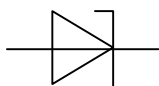


Рис. 25.
Туннельный диод

Туннельным называется полупроводниковый диод, в котором используется туннельный механизм переноса носителей заряда через p - n переход в прямом направлении, и на вольт-амперной характеристике которого формируется область отрицательного динамического сопротивления. Условно графическое обозначение туннельного диода представлено на рис. 25.

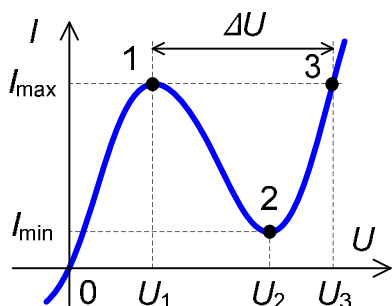


Рис. 26. ВАХ туннельного диода

Туннельные диоды отличаются очень малым удельным сопротивлением p и n областей (содержание примесей до 10^{21} 1/см³) и весьма малой толщиной p - n перехода.

Концентрация примесей в p и n областях столь высока, что уровень Ферми располагается внутри валентной зоны области p и внутри зоны проводимости области n соответственно, т.е. значения энергии электронов, соответствующих данным энергетическим уровням, эквивалентны (рис. 27а). В результате p - n переход представляет собой вырожденный полупроводник, поскольку, как и в металле, электрон из n области беспрепятственно может перейти в смежную p область, заняв свободный уровень в примесной акцепторной зоне с такой же энергией и наоборот. При отсутствии внешнего смещения потоки носителей в обоих направлениях равны, и результирующий ток через переход равен нулю.

Если к переходу приложить небольшое прямое напряжение (рис. 27б), то высота потенциального барьера и перекрытие зон уменьшаются. Поскольку количество электронов, энергия которых превышает уровень Ферми, невелико, поток электронов из валентной зоны p области в зону проводимости n области умень-

шается, а обратный ток увеличивается. Появляется результирующий ток через переход, который увеличивается с ростом прямого напряжения (участок 0-1 ВАХ, рис. 26). Максимальный результирующий ток через переход соответствует случаю, когда уровень Ферми совпадает с потолком валентной зоны, при этом приложенное напряжение соответствует величине U_1 (рис. 27б).

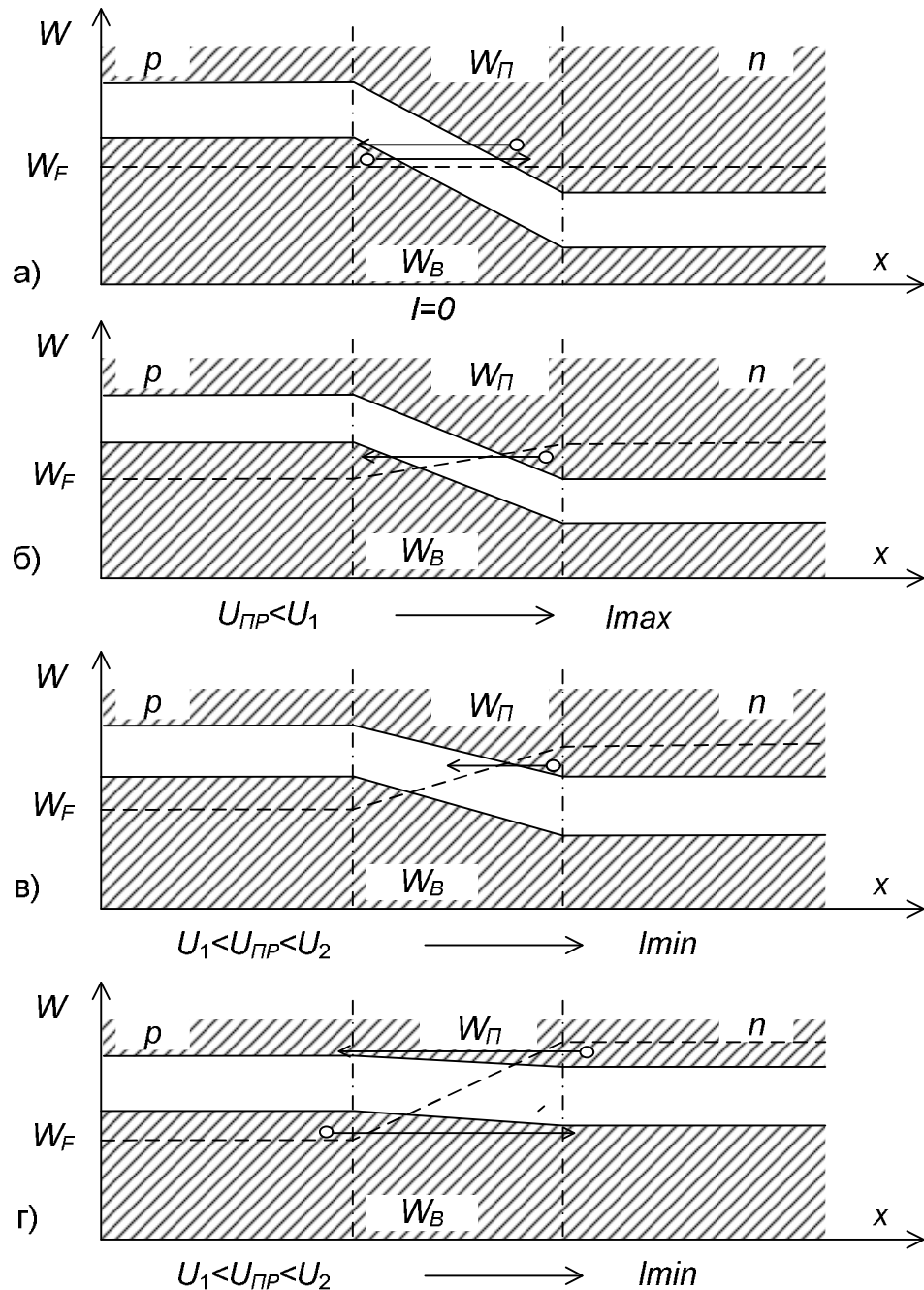


Рис. 27. Энергетические уровни в туннельном диоде

При дальнейшем увеличении прямого напряжения уменьшается перекрытие зон, и уменьшается число электронов, перешедших из зоны проводимости в валентную зону p области. Прямой ток уменьшается (участок отрицательного динамического сопротивления 1-2, рис. 26). При напряжении, равном по величине U_2 , перекрытие зон исчезает, запрещенная зона становится «сквозной», и тун-

нельный ток прекращается. Это соответствует минимуму тока туннельного диода (рис. 27в).

Дальнейшее увеличение прямого напряжения уменьшает высоту потенциального барьера (рис. 27г), и в результате инжекции возрастает диффузионный прямой ток, величина которого экспоненциально зависит от приложенного напряжения (участок 2-3, рис. 26).

Если к диоду приложить обратное напряжение, то туннельный поток электронов из валентной зоны p области в зону проводимости n области увеличивается. Обратный туннельный ток резко возрастает с увеличением обратного напряжения, и обратное сопротивление туннельного диода весьма мало. Поскольку прибор выполнен из высоколегированных полупроводниковых материалов, он характеризуется достаточно низким напряжением пробоя и чувствителен к потенциалу статического электричества.

Наличие участка отрицательного динамического сопротивления позволяет использовать туннельные диоды в качестве активных элементов в генераторных и логических схемах.

Основными характеристиками туннельного диода являются:

- ток максимума $I_{\max}$;
- ток минимума $I_{\min}$;
- напряжение пика U_1 ;
- напряжение U_2 , соответствующее току минимума;
- максимальный прямой ток;
- напряжение, соответствующее максимальному прямому току;
- постоянное обратное напряжение при предельном обратном токе;
- емкость диода.

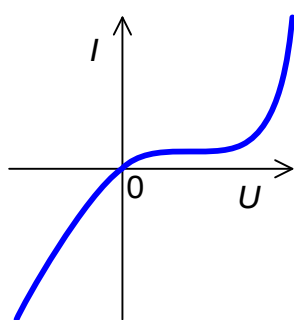


Рис. 28. ВАХ
обращенного диода

Разновидностью туннельного диода являются *обращенные диоды*. Их особенность – практическое отсутствие участка с отрицательным сопротивлением на прямой ветви ВАХ (рис. 28). В таком диоде прямую ветвь ВАХ можно считать обратной и наоборот. Обращенный диод имеет значительно меньшее прямое напряжение, чем обычные диоды и может быть применен для выпрямления малых напряжений.

Диоды Шотки

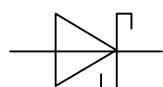


Рис. 29.
Диод
Шотки

Диоды Шотки используют физические механизмы протекания электрического тока через область контакта металл-полупроводник. Условное графическое обозначение диода Шотки представлено на рис. 29.

Особенностью диодов Шотки является отсутствие инжекции не-

основных носителей заряда в базу, так как при подключении прямого напряжения ток обусловлен только движением основных носителей заряда. У этих диодов не затрачивается время на накопление и рассасывание зарядов в базе, их быстродействие зависит только от скорости процесса перезарядки барьерной емкости. Вольт-амперная характеристика диодов Шотки напоминает характеристику диодов на основе $p-n$ переходов. Отличие состоит в том, что прямая ветвь представляет собой почти идеальную экспоненциальную кривую, а обратные токи малы (порядка $0,1 \dots 10$ нА). Конструктивно диоды Шотки выполняют в виде пластины низкоомного кремния, на которую нанесена высокоомная эпитаксиальная пленка с электропроводностью того же типа. На поверхность пленки вакуумным напылением нанесен слой металла.

Пусть уровень Ферми в металле, который всегда расположен в зоне проводимости, лежит выше уровня Ферми полупроводника p типа (рис. 30).

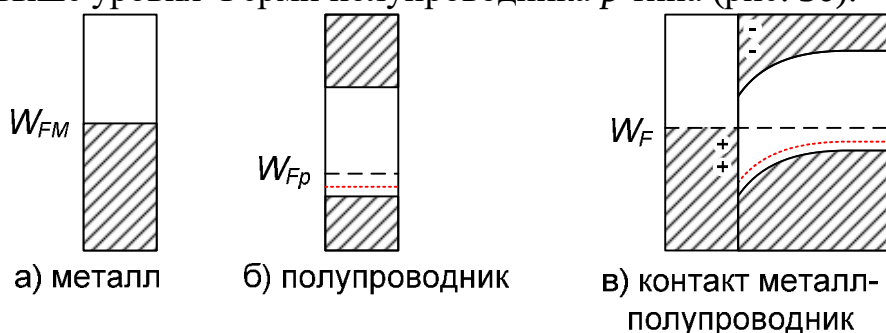


Рис. 30. Энергетическая зонная диаграмма контакта металл-полупроводник

Так как энергия электронов металла больше энергии носителей заряда полупроводника, то часть электронов перейдет из металла в полупроводник. Переход будет продолжаться до тех пор, пока уровни Ферми вблизи контакта не выровняются (в равновесной системе уровень Ферми должен быть единым). В полупроводнике вблизи контакта окажется избыточный заряд электронов Δn , которые начнут рекомбинировать с дырками. Отрицательно заряженные ионы акцепторной примеси будут не скомпенсированы зарядами дырок, и, следовательно, в полупроводнике вблизи места контакта образуется слой неподвижных носителей отрицательно заряженных ионов акцепторной примеси. С уходом электронов из металла тонкий слой, прилегающий к месту контакта, зарядится положительно. В результате у границ контакта возникнут объемные заряды, и появится контактная разность потенциалов.

Переход между металлом и полупроводником обладает вентильными свойствами. Его называют *барьером Шотки*.

Аналогичные процессы имеют место при контакте металла с полупроводником n типа, у которого уровень Ферми выше, чем у металла [1].

Набор основных эксплуатационных параметров диодов Шотки совпадает с соответствующим набором параметров выпрямительных диодов, поскольку в схемах применения они выполняют аналогичные функции.

Варикапы

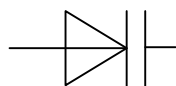


Рис. 31.
Варикап

Варикапом называется полупроводниковый диод, в работе которого используется зависимость емкости p - n перехода от обратного напряжения. Условное графическое обозначение варикапа представлено на рис. 31.

Варикапы применяются в качестве элементов с электрически управляемой емкостью в схемах перестройки частоты колебательных контуров, деления и умножения частоты, частотной модуляции, управляемых фазовращателей и др.

Варикап работает при обратном напряжении, приложенном к p - n переходу. Барьерная емкость перехода уменьшается по мере увеличения приложенного обратного напряжения за счет увеличения толщины перехода (рис. 32):

$$C(U_{OBR}) = C(0) \cdot \left(\frac{\varphi_K}{\varphi_K + U_{OBR}} \right)^{\frac{1}{m}},$$

где U_{OBR} – приложенное обратное напряжение; $C(U_{OBR})$ – текущая емкость перехода при напряжении U_{OBR} ; $C(0)$ – емкость при нулевом напряжении на диоде; φ_K – контактная разность потенциалов; $m = 2$ для резких переходов, 3 – для плавных переходов.

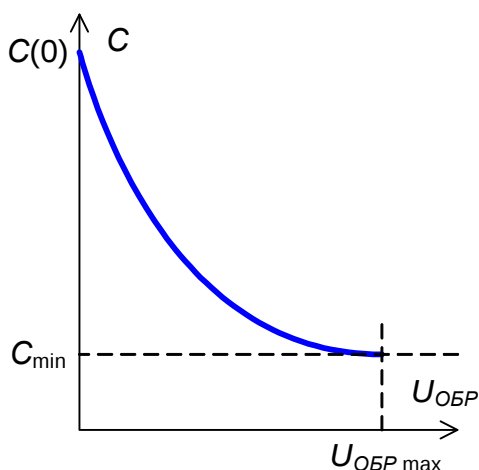


Рис. 32. Зависимость емкости варикапа от приложенного напряжения

С ростом обратного напряжения основные носители p и n областей оттягиваются полем внешнего напряжения вглубь полупроводникового материала, расширяя толщину двойного запирающего слоя (диэлектрического промежутка), тем самым уменьшая барьерную емкость перехода.

Температурный коэффициент емкости (ТКЕ) – отношение относительного изменения емкости к вызвавшему его абсолютному изменению температуры окружающей среды:

$$TKE = \frac{\Delta C}{\Delta T^\circ}.$$

ТКЕ является характеристикой температурной стабильности емкости перехода.

При работе со значительными реактивными токами важное значение приобретает также добротность варикапа, определяемая как отношение реактивного сопротивления варикапа к полному сопротивлению.

Основными параметрами варикапа являются:

- начальная емкость варикапа $C(0)$;
- минимальная емкость при максимальном напряжении $C_{\min}$;
- коэффициент перестройки $K_C = \frac{C(0)}{C_{\min}}$;
- добротность Q ;
- максимально допустимое обратное напряжение $U_{OBR \max}$;

- максимально допустимая мощность $P_{\max}$;
- температурный коэффициент емкости ТКЕ;

Промышленно выпускаются варикапы с начальной емкостью порядка 1...100 пФ. Их максимально допустимые напряжения колеблются в пределах 25...120 В, а максимально допустимые мощности – в пределах 0,005...5 Вт.

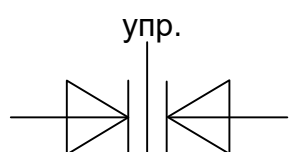


Рис. 33. Варикапная матрица

В настоящее время наиболее широкое распространение получили варикапные матрицы, представляющие собой встречно последовательное соединение двух варикапов. Такое соединение позволяет устранить протекание постоянного тока при любом направлении включения матрицы (рис. 33), где управляющее напряжение подается на электрод, связанный с катодами двух встречно включенных варикапов.

Фотодиоды

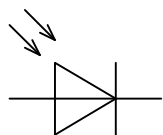


Рис. 34. Фотодиод

Фотодиод представляет собой полупроводниковый оптопреобразовательный прибор, в работе которого используется явление внутреннего фотоэффекта. Явление фотоэффекта возникает непосредственно в зоне p - n перехода, поэтому для его возникновения фотодиод обязательно должен иметь оптический канал для проникновения излучения в зону перехода. Условное графическое обозначение фотодиода представлено на рис. 34.

Промышленно выпускаются фотодиоды на основе германия, кремния, арсенида галлия, сернистого серебра и др.

Фотодиод преобразует световую энергию в энергию электрического тока. Под действием светового излучения в области p - n перехода происходит ионизация атомов примеси, в результате чего генерируются носители заряда обоих типов – электрон и дырка, которые под действием электрического поля способны формировать во внешней цепи электрический фототок I_{ϕ} .

В зависимости от способа включения различают два режима работы фотодиода:

- *фотогенераторный* (без внешнего источника питания);
- *фотопреобразовательный* (с внешним источником питания).

В фотогенераторном режиме при разомкнутой внешней цепи и отсутствии освещения ток через p - n переход равен нулю. При освещении возрастает дрейфовая составляющая тока за счет увеличения генерации дополнительных носителей заряда:

$$I_{\text{др}} = I_0 + I_{\phi},$$

где I_0 – тепловой ток; I_{ϕ} – фототок.

В фотогенераторном режиме в p области накапливаются дырки, в n области – электроны, и между внешними выводами появляется фото-ЭДС. Предельно возможное значение фото-ЭДС определяется контактной разностью потенциалов и составляет 0,5...0,6 В.

В фотопреобразовательном режиме при включении внешнего источника напряжения, смещающего переход в обратном направлении, при отсутствии освещения через p - n переход будет протекать темновой ток

$$I_{\Phi} = I_0,$$

а при освещении p - n перехода ток возрастает:

$$I_{\Phi} = I_0 + K \cdot \Phi,$$

где K – коэффициент интегральной чувствительности, Φ – интенсивность светового потока.

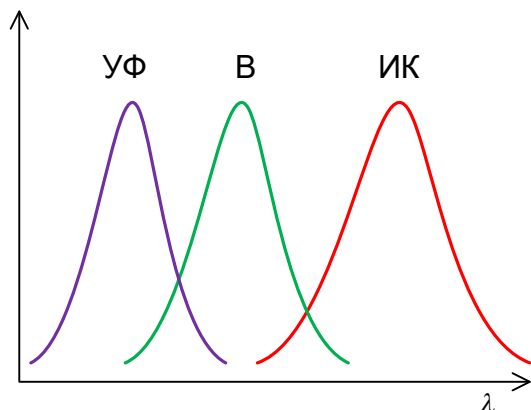


Рис. 35. Зависимость коэффициента интегральной чувствительности от длины волны падающего излучения

Коэффициент интегральной чувствительности K определяется отношением изменения фототока к изменению интенсивности светового потока,

$$K = \frac{\Delta I_{\Phi}}{\Delta \Phi}.$$

Зависимость K от длины волны λ падающего излучения называется *спектральной чувствительностью фотодиода*. По спектральной чувствительности различают инфракрасные (ИК), видимые (В) и ультрафиолетовые (УФ) фотодиоды (рис. 35). Фото-

диоды используются в приборах для оптических измерений.

Длительная эксплуатация фотодиодов может привести к ухудшению оптических свойств канала, что вызовет изменение его характеристик, поэтому одним из актуальных эксплуатационных параметров фотодиода является *долговечность* – минимальный срок службы при нормальных условиях эксплуатации.

Основными характеристиками фотодиодов являются:

- рабочее напряжение U_R ;
- темновой ток $I_{\Phi 0}$;
- коэффициент интегральной чувствительности K ;
- спектральная чувствительность фотодиода;
- долговечность.

Светодиоды

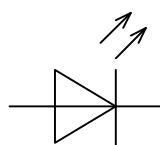


Рис. 36. Светодиод

Светодиод представляет собой полупроводниковый оптоизлучающий прибор с p - n переходом, излучающий свет при прохождении через него прямого тока. Условное графическое обозначение фотодиода представлено на рис. 36.

Светодиоды находят широкое применение в электронной аппаратуре в качестве элементов освещения и различной индикации, а также образцовых источников оптического излучения.

Принцип действия светодиода основан на эффектах и явлениях, возникающих при рекомбинации в полупроводниковых материалах с широкой запрещенной зоной.

При подаче на p - n переход прямого напряжения наблюдается интенсивная инжекция основных носителей заряда (электронов n области и дырок p области) внутрь полупроводниковых материалов с противоположным характером электропроводности. Встречаясь с собственными носителями области, инжектированные носители претерпевают рекомбинацию. При рекомбинации выделяется энергия, чаще всего соответствующая квантам теплового излучения. Однако, у полупроводников, выполненных на основе карбида кремния (SiC), арсенида галлия (GaAs), фосфида галлия (GaP) или некоторых других материалов, рекомбинация является излучательной, т.е. энергия рекомбинации соответствует энергии квантов оптического излучения – фотонов.

Прохождение тока в прямом направлении сопровождается некогерентным (неорганизованным) излучением. В зависимости от ширины запрещенной зоны полупроводника и особенностей рекомбинации носителей заряда излучение может лежать в инфракрасной, видимой (красные, желтые, зеленые, голубые светодиоды) или ультрафиолетовой частях спектра. Цвет излучения зависит от длины волны светового потока:

$$\lambda = \frac{h}{\Delta W_p},$$

где $h=6.626068 \cdot 10^{-34}$ м²·кг/с – постоянная Планка, ΔW_p – энергия уровней, между которыми осуществляется обмен.

Таким образом, увеличение прямого тока увеличивает интенсивность рекомбинации и, следовательно, мощность излучения. Высокая локализация источника излучения в объеме полупроводникового кристалла предопределяет высокую яркость светодиодов, что делает их незаменимыми элементами индикации в условиях интенсивного внешнего освещения.

Основными параметрами светодиода являются:

- допустимое значение прямого напряжения;
- допустимое значение прямого тока;
- интенсивность светового потока Φ , Лм;
- яркость свечения, нит;
- цвет свечения;
- допустимое обратное напряжение.

Высокая локализация источника светового излучения делает источник света точечным и позволяет эффективно применять оптические линзовые системы для формирования требуемой диаграммы направленности светового потока.

Светодиоды белого света

Принцип устройства белого светодиода не очень сложен, сложна технология реализации. Чтобы светодиод излучал белый свет приходится прибегать к дополнительным техническим элементам и решениям.

Основными способами получения белого свечения в светодиодах являются:

- нанесение слоя люминофора, на синие кристаллы;
- нанесение нескольких слоев люминофора на кристаллы, излучающие свет, близкий по цвету к ультрафиолетовому;
- RGB-системы, в которых за счет смешения света множества монохромных красных, зеленых и синих диодов достигается свечение белого цвета.

В первом случае, чаще всего, используют кристаллы синих светодиодов, которые покрывают люминофором (желтым фосфором). Фосфор поглощает некоторое количество синего света и излучает желтый свет. При смешении оставшегося непоглощенного синего света с желтым получается свет, близкий к белому.

Второй метод представляет собой не так давно разработанную технологию получения твердотельных источников белого света на основе комбинации диода, излучающего свечение, близкое по цвету к ультрафиолетовому, и нескольких слоев люминофора из фосфора различного спектрального состава.

В последнем случае белый свет получают классическим путем, смешивая три базовых цвета (красный, зеленый и синий). Качество белого света улучшают за счет дополнения конфигурации RGB желтыми светодиодами, что позволяет охватывать желтую часть спектра.

У каждого из этих способов есть свои положительные и отрицательные стороны. Так, для белых люминофорных светодиодов, изготавливаемых по принципу комбинации синих кристаллов с фосфорным люминофором характерны достаточно низкий индекс цветопередачи, склонность к генерации белого света холодных тонов, неоднородность оттенка свечения при достаточно высоком световом потоке и относительно небольшой стоимости.

Белые люминофорные светодиоды, полученные на основе комбинации диодов, с близким к ультрафиолетовому цвету свечения и разноцветных фосфоров, обладают отличным индексом цветопередачи, могут генерировать белый свет более теплых оттенков и отличаются большей однородностью оттенков свечения от диода к диоду. Однако при этом они потребляют больше электроэнергии и не столь ярки, как первые.

В свою очередь RGB-светодиоды позволяют создавать светодинамические эффекты в световых установках со сменой цвета свечения и различными тонами белого свечения, что потенциально может обеспечивать очень высокий индекс цветопередачи. В то же время, светодиоды отдельных цветов по-разному реагируют на величины рабочего тока, окружающую их температуру и регулирование яркости, и потому RGB-светодиоды нуждаются в достаточно сложных и дорогостоящих системах управления для достижения стабильной работы.

Чтобы светильники на основе белых светодиодов давали более качественный свет, т.е. более полный спектр, в конструкции светильников используют удаленный люминофор.

Оптроны

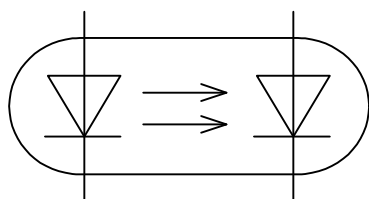


Рис. 37. Оптод

Объединение в одном светопроницаемом корпусе фотодиода и светодиода позволяет сформировать новый класс полупроводниковых приборов – *оптоэлектронную пару* (*оптопару*, *оптод*) (рис. 37).

В качестве приемника излучения могут использоваться различные полупроводниковые приборы с оптическим характером входного воздействия (резистор, транзистор, тиристор и т.д.), что определяет тип оптода. В настоящее время оптоды можно считать основной элементной базой для формирования гальванического разделения сигнальных цепей.

Лазерные диоды

Лазерный диод представляет собой полупроводниковый лазер, построенный на базе диода. Его работа основана на особенностях рекомбинации носителей в полупроводниковых материалах с определенным характером распределения разрешенных энергетических уровней в области *p-n* перехода при инжекции носителей заряда.

При определенных условиях электрон и дырка перед рекомбинацией могут находиться в одной области пространства достаточно долгое время (до микросекунд). Если в этот момент через эту область пространства пройдет фотон нужной (резонансной) частоты или энергии, он может вызвать вынужденную рекомбинацию с выделением второго фотона, причём его направление, вектор поляризации и фаза будут в точности совпадать с теми же характеристиками первого фотона.

В лазерном диоде полупроводниковый кристалл изготавливают в виде очень тонкой прямоугольной пластинки. Такая пластинка, по сути, является оптическим волноводом, где излучение ограничено в относительно небольшом пространстве. Верхний слой кристалла легируется для создания *n* области, а в нижнем слое создают *p* область. В результате получается плоский *p-n* переход большой площади. Две боковые стороны кристалла полируются для образования гладких параллельных плоскостей, которые образуют оптический резонатор, называемый *резонатором Фабри-Перо*. Случайный фотон спонтанного излучения, испущенный перпендикулярно этим плоскостям, пройдет через весь оптический волновод и несколько раз отразится от торцов, прежде чем выйдет наружу. Проходя вдоль резонатора, он будет вызывать вынужденную рекомбинацию, создавая новые и новые фотоны с теми же параметрами, и излучение будет усиливаться (механизм вынужденного излучения). Как только усиление превысит потери, начнется лазерная генерация.

Лазерные диоды могут быть нескольких типов. У основной их части слои сделаны очень тонкими, и такая структура может генерировать излучение только в направлении, параллельном этим слоям. С другой стороны, если волновод сделать достаточно широким по сравнению с длиной волны, он сможет работать уже в нескольких поперечных режимах. Такой диод называется *многомодовым* (англ. «multi-mode»). Применение таких лазеров возможно в тех случаях, когда от устройства требуется высокая мощность излучения, и не ставится условие хорошей сходимости луча (то есть допускается его значительное рассеивание). Области применений таких приборов являются печатающие устройства, химическая промышленность, накачка других лазеров. С другой стороны, если требуется хорошая фокусировка луча, ширина волновода должна изготавливаться сравнимой с длиной волны излучения. Здесь ширина луча будет определяться только пределами, накладываемыми дифракцией. Такие устройства применяются в оптических запоминающих устройствах, лазерных целеуказателях, а также в волоконной технике. Однако такие лазеры не могут поддерживать несколько продольных режимов, то есть не могут излучать на разных длинах волн одновременно.

Длина волны излучения лазерного диода зависит от ширины запрещённой зоны между энергетическими уровнями p и n областей полупроводника.

В связи с тем, что излучающий элемент достаточно тонок, луч на выходе диода, благодаря дифракции, практически сразу расходится. Для компенсации этого эффекта и получения тонкого луча необходимо применять собирающие линзы. Для многомодовых широких лазеров наиболее часто применяются цилиндрические линзы. Для одномодовых лазеров, при использовании симметричных линз, сечение луча будет эллиптическим, так как расхождение в вертикальной плоскости превышает расхождение в горизонтальной. Нагляднее всего это видно на примере луча лазерной указки.

В простейшем устройстве, которое было описано выше, невозможно выделить отдельную длину волны, исключая значение, характерное для оптического резонатора. Однако в устройствах с несколькими продольными режимами и материалом, способным усиливать излучение в достаточно широком диапазоне частот, возможна работа на нескольких длинах волн. Во многих случаях, включая большинство лазеров с видимым излучением, они работают на единственной длине волны, которая, однако, обладает сильной нестабильностью и зависит от множества факторов — изменения силы тока, внешней температуры и т. д. В последние годы описанная выше конструкция простейшего лазерного диода подвергалась многочисленным усовершенствованиям, чтобы устройства на их основе могли отвечать современным требованиям.

УНИПОЛЯРНЫЕ (ПОЛЕВЫЕ) ТРАНЗИСТОРЫ

Униполярные (полевые) транзисторы представляют собой трехэлектродные полупроводниковые приборы, принцип действия которых основан на изменении интенсивности электрического тока в полупроводнике под действием поперечного электрического поля, созданного управляющим напряжением.

Термин «униполярные» подчеркивает, что проводимость электрического тока в таких транзисторах обеспечивается носителями только одного знака (электронами или дырками).

Проводящий слой, через который течет регулируемый ток, называется *каналом*. Электрод, от которого движутся носители, называется *истоком* (*Source*), а электрод, к которому они движутся – *стоком* (*Drain*). Электрод, на который подается управляющее напряжение, называют *затвором* (*Gate*).

В зависимости от способа управления потоком носителей в канале различают транзисторы

- с управляющим p - n переходом;
- с изолированным затвором (МДП транзисторы (металл – диэлектрик – полупроводник)).

Каждый из этих транзисторов может быть выполнен с каналом электронной электропроводности (типа n) или с каналом дырочной электропроводности (типа p).

Транзисторы с управляющим p - n переходом

В простейшем случае данный тип транзисторов имеет двухслойную структуру: один слой является затвором, а второй – каналом. Каждый слой снабжен контактами для подключения к внешним цепям (рис. 38).

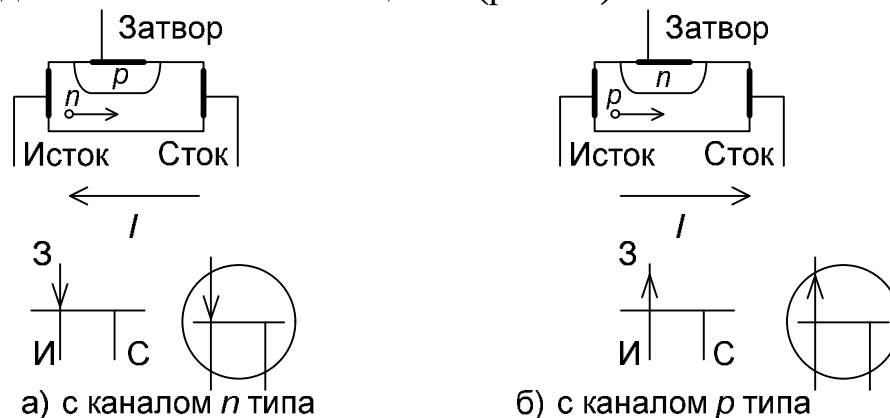


Рис. 38. Транзисторы с управляющим p - n переходом

Особенностью полевого транзистора является выполнение геометрической толщины области канала сравнимой с толщиной p - n перехода, причем толщина канала в области стока делается большей, чем в области истока для получения требуемых характеристик транзистора.

Рассмотрим процессы в транзисторе с каналом типа n на примере его идеализированной модели (рис. 39).

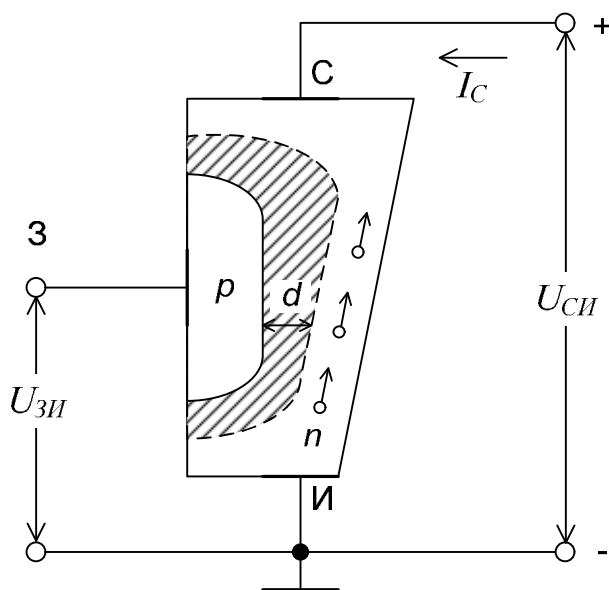


Рис. 39. Идеализированная модель полевого транзистора с n каналом

Управляющее (входное) напряжение подается между затвором и истоком в направлении, соответствующем обратному смещению p - n перехода затвор-канал.

Носителями тока в n -канальном транзисторе являются свободные электроны. Электроны движутся по направлению от истока к стоку. Поскольку направление протекающего тока противоположно направлению движения электронов, ток будет протекать от стока к истоку, и вывод стока должен иметь положительный потенциал по отношению к истоку. В выходную цепь, в которую входит канал транзистора, для этого включается

напряжение $U_{СИ}$, положительным полюсом к стоку для обеспечения заданного направления тока стока.

При изменении напряжения $U_{ЗИ}$ изменяется ширина p - n перехода затвор-канал, представляющего собой участок полупроводника, обедненный носителями заряда. Переход затвор-канал выполняется несимметричным с преобладающей концентрацией примеси в области затвора.

Поскольку p слой имеет большую концентрацию примеси, чем n слой, изменение ширины p - n перехода происходит, в основном, за счет более высокоомного n слоя (толщина перехода обратно пропорциональна концентрации примеси). Тем самым изменяется сечение токопроводящего канала и его проводимость, т.е. изменение управляющего напряжения оказывает влияние на выходной ток прибора I_C .

Механизм действия транзистора основан на изменении сечения канала по направлению от истока к стоку.

Увеличение обратного напряжения на затворе до некоторой величины $U_{ЗИ} = U_{ЗИ0}$ приведет к тому, что запирающий слой перехода полностью перекроет канал. Поскольку концентрация подвижных носителей в запирающем слое ничтожно мала, ток в канале (в цепи стока) упадет до очень малой величины ($I_{CO} \approx 0$). Напряжение $U_{ЗИ0}$ называется *напряжением отсечки*.

Управляемые свойства полевого транзистора характеризуются *крутизной*, которая оценивается степенью влияния напряжения на затворе на ток в цепи стока и измеряется в сименсах [См]:

$$S = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{ЗИ}} \quad \text{при } U_{СИ} = \text{const}$$

Ток в цепи затвора является обратным током перехода. В кремниевых транзисторах его величина составляет менее 10^{-11} А. Поэтому при анализе реальных схем током в цепи затвора чаще всего можно пренебречь.

Входное сопротивление транзистора определяется сопротивлением p - n перехода, смещенного в обратном направлении:

$$r_{BX} = \frac{\Delta U_{3И}}{\Delta I_3} \quad \text{при } U_{СИ} = \text{const}.$$

Входное сопротивление полевых транзисторов достаточно велико, что является их преимуществом.

Полевой транзистор считается прибором, управляемым напряжением, а не током.

Если исток и сток заземлены ($U_{II} = U_C = 0$), то сечение канала на всем протяжении будет одинаковым, поскольку напряжение обратного смещения p - n перехода постоянно по всей длине канала.

В рабочем режиме между стоком и истоком существует разность потенциалов $\varphi_C - \varphi_{II} = U_{СИ} > 0$, обусловленная падением напряжения на омическом сопротивлении канала при протекании тока I_C . Это падение напряжения изменяется по мере перемещения по каналу от 0 до $U_{СИ}$ в области стока, поэтому сечение канала по длине будет переменным. Обратное смещение перехода, образованное напряжением на затворе и падением напряжения в толще канала, будет изменяться вдоль оси исток-сток – толщина перехода от истока к стоку будет увеличиваться, а сечение канала, наоборот, уменьшаться. Самое узкое место вблизи стока называется *горловиной канала*.

Таким образом, обратное напряжение на переходе меняется в пределах:

$$U_{3И} \leq U_{П} \leq U_{3И} + U_{СИ}.$$

Это явление обуславливает нелинейный характер зависимости тока стока I_C от напряжения на стоке U_C . Для линеаризации характеристик исходное сечение канала в области истока и стока имеет различную толщину (см. рис. 39), поэтому электроды сток и исток транзистора не взаимозаменяемы.

Статические характеристики транзистора

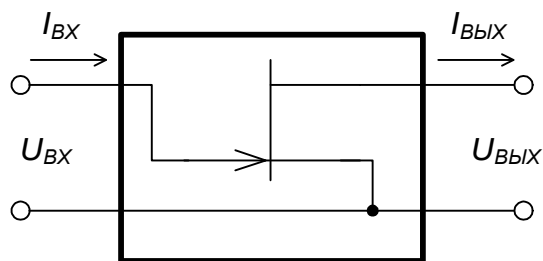


Рис. 40. Четырехполюсник

С точки зрения теории цепей транзистор можно рассматривать как четырехполюсник, имеющий два входных и два выходных зажима, у которого один из электродов является общим для цепей входного и выходного сигналов (рис. 40).

Свойства четырехполюсника могут быть описаны четырьмя *семействами характеристик*, которые представляют собой набор параметрических кривых.

1. Семейство входных характеристик.

$$I_{BX} = f(U_{BX}) \quad \text{при } U_{BYX} = \text{const} \quad \text{или} \quad I_{BYX} = \text{const}.$$

2. Семейство выходных характеристик.

$$I_{B\bar{Y}X} = f(U_{B\bar{Y}X}) \text{ при } U_{BX} = \text{const или } I_{BX} = \text{const.}$$

3. Семейство переходных характеристик.

$$I_{B\bar{Y}X} = f(U_{BX}) \text{ или } I_{B\bar{Y}X} = f(I_{BX}) \text{ при } U_{B\bar{Y}X} = \text{const.}$$

4. Семейство характеристик обратной связи.

$$I_{BX} = f(U_{B\bar{Y}X}) \text{ или } I_{BX} = f(I_{B\bar{Y}X}) \text{ при } U_{BX} = \text{const.}$$

Из указанных семейств характеристик два являются основными, поскольку два других могут быть получены на их основе.

Электрод, который является общим, определяет схему включения транзистора.

Для описания свойств полевых транзисторов часто используется схема включения с общим истоком.

Для полевых транзисторов, управляемых напряжением, в качестве независимых переменных удобно выбрать входное и выходное напряжение.

При учете, что входной ток полевого транзистора стремится к 0, основными для описания свойств полевого транзистора с управляющим p - n переходом становятся семейства выходных и переходных характеристик, имеющих аналитическое выражение:

1. Семейство выходных характеристик $I_C = f(U_{CI})$ при $U_{ЗИ} = \text{const.}$

2. Семейство переходных характеристик $I_C = f(U_{ЗИ})$ при $U_{CI} = \text{const.}$

Графически указанные семейства характеристик обычно изображаются на совмещенных осях (рис. 41).

Семейство выходных характеристик

На каждой из кривых семейства $I_C = f(U_{CI})$ можно выделить три характерные области:

I до точки **В** – сильная зависимость I_C от U_{CI} (участок крутых характеристик);

II участок **В-С** – слабая зависимость I_C от U_{CI} (участок пологих характеристик);

III после точки **С** – пробой p - n перехода.

При нулевом управляющем напряжении $U_{ЗИ}$ и малых значениях напряжения U_{CI} влияние последнего на проводимость канала незначительно, поэтому на начальном участке (до точки **А**, рис. 41) имеем практически линейную зависимость $I_C = f(U_{CI})$. По мере увеличения напряжения U_{CI} (участок **А-В**, рис. 41) сужение токопроводящего канала оказывает все большее влияние на его проводимость, что приводит к уменьшению скорости нарастания тока.

В точке **В** сечение токопроводящего канала минимально. При этом наступает своеобразное динамическое равновесие, при котором увеличение напряжения U_{CI} вызывает дальнейшее сужение канала и, соответственно, рост тока I_C существенно замедляется. В итоге ток остается почти постоянным (участок **В-С**, рис. 41). Некоторое увеличение тока I_C на данном участке объясняется наличием разного рода утечек и влиянием сильного электрического поля в p - n переходе. Свойства полевого транзистора на этом участке оцениваются его выходным со-

противлением, характеризующим наклон выходных характеристик на пологом участке:

$$r_i = \frac{\Delta U_{СИ}}{\Delta I_C} \quad \text{при } U_{СИ} = \text{const}.$$

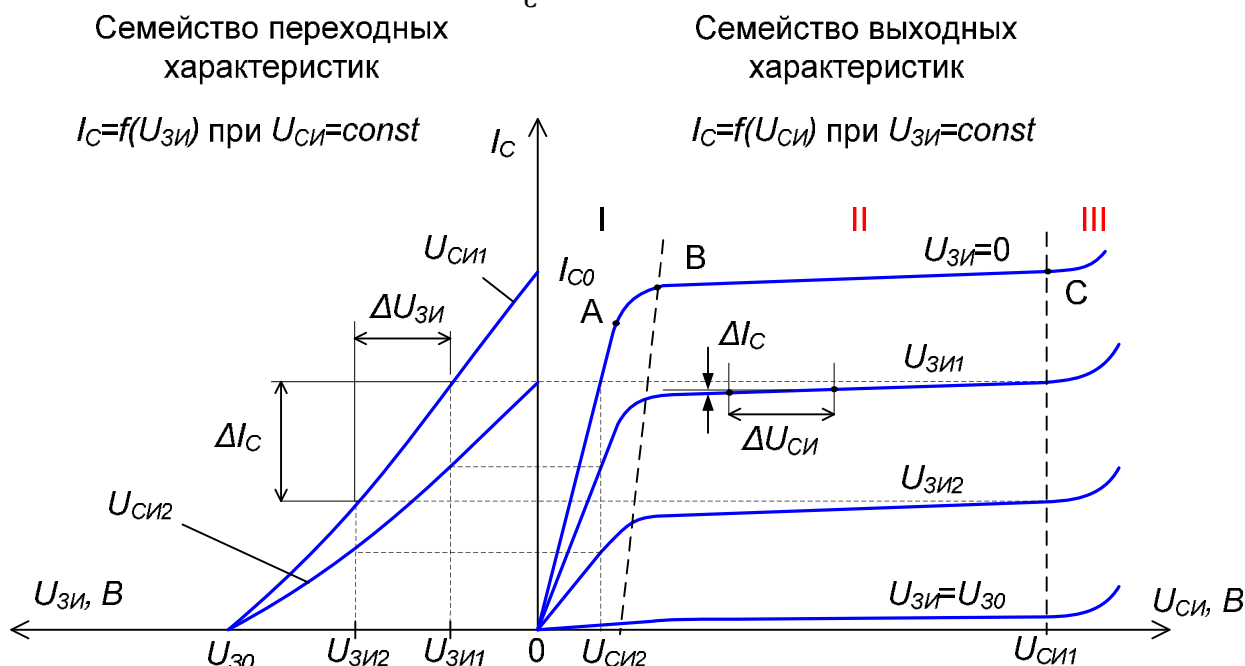


Рис. 41. Характеристики полевого транзистора с управляющим p - n переходом

Максимальный ток, способный протекать в канале транзистора при нулевом управляющем напряжении и напряжении $U_{СИ}$, соответствующем точке **С**, получил название *начального тока стока* I_{C0} . Напряжение в точке **С**, при дальнейшем увеличении которого наступает режим пробоя p - n перехода, называется *напряжением пробоя*. Участок III резкого увеличения тока I_C характеризуется лавинным пробоем области p - n переходов вблизи стока по цепи сток-затвор.

Приложение к затвору обратного напряжения $U_{ЗИ}$ вызывает сужение канала и уменьшение его исходной проводимости. Поэтому начальные участки кривых, соответствующих большим напряжениям на затворе, имеют меньшую скорость нарастания тока. При наличии напряжения $U_{ЗИ} < 0$ перекрытие канала происходит при меньшем напряжении, и границы участков I и II будут соответствовать меньшим напряжениям $U_{СИ}$. Это приводит к смещению линии раздела крутой (нерабочей) части характеристики и пологой (рабочей) части.

Важным параметром полевого транзистора с управляющим p - n переходом является *напряжение отсечки* $U_{З0}$, при котором ток стока близок к нулю. Численно значение напряжения отсечки равно напряжению $U_{СИ}$ в точке **В** характеристики при $U_{ЗИ}=0$:

$$U_{З0} = U_{СИ} \quad (\text{в точке В}) \quad \text{при } U_{ЗИ} = 0.$$

Крутизна полевого транзистора может быть ориентировочно определена отношением начального тока стока к напряжению отсечки.

В крутой области характеристик (участок I) полевой транзистор с управляющим *p-n* переходом может использоваться как управляемое омическое сопротивление. В усилительных каскадах транзистор работает на пологом участке (участок II) характеристики, где наиболее ярко выражено влияние $U_{3И}$ на I_C .

Семейство переходных характеристик

Стоко-затворная характеристика полевого транзистора с управляющим *p-n* переходом $I_C = f(U_{3И})$ может быть получена графическим построением по семейству выходных характеристик путем фиксации выходного напряжения $U_{СИ}$.

Наклон переходной характеристики отражается *крутизной*, определяемой отношением изменения тока стока к изменению управляющего напряжения $U_{3И}$.

$$S = \frac{dI_C}{dU_{3И}} \approx \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{3И}}, \quad [См] = \left[\frac{А}{В} \right]$$

При выходных напряжениях, соответствующих пологому участку характеристик, переходные характеристики практически сливаются в одну линию, что предопределяет постоянство крутизны. Изменение положения переходной характеристики происходит при выходных напряжениях, соответствующих крутому участку характеристик. Уменьшение выходного тока на этом участке способствует снижению положения переходной характеристики и, соответственно, уменьшению крутизны.

Произведение крутизны полевого транзистора на его выходное сопротивление часто называют статическим коэффициентом усиления транзистора μ :

$$\mu = S \cdot r_i.$$

Основными параметрами полевого транзистора с управляющим *p-n* переходом являются:

- начальный ток стока I_{C0} ;
- максимальное напряжение сток-исток $U_{СИ \max}$;
- напряжение отсечки $U_{3И0}$;
- выходное сопротивление транзистора r_i ;
- крутизна стоко-затворной характеристики S ;
- статический коэффициент усиления μ ;
- входное сопротивление транзистора $r_{ВХ}$;
- межэлектродные емкости $C_{3И}$, $C_{3С}$ – связаны с наличием в приборе *p-n* переходов, примыкающих соответственно к истоку и стоку.

Схемы включения полевого транзистора с управляющим *p-n* переходом

Обычной схемой включения транзистора, имеющего 3 вывода (трехполюсника), является схема, в которой один из выводов – общий для входной и выходной цепей. Следовательно, транзистор можно включить тремя способами (рис. 42):

- по схеме с общим затвором (ОЗ);
- по схеме с общим истоком (ОИ);
- по схеме с общим стоком (ОС).

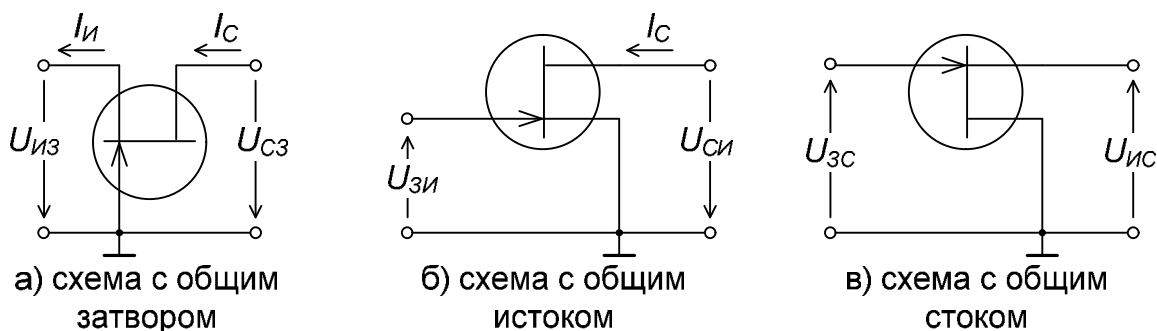


Рис. 42. Схемы включения полевого транзистора с управляющим $p-n$ переходом

Наиболее распространенной схемой является схема включения с общим истоком. Принцип действия транзисторов с двумя другими схемами включения аналогичен.

Схема включения с общим затвором не позволяет использовать такое важное преимущество полевого транзистора, как высокое входное сопротивление, поэтому на практике не используется.

Схема включения с общим стоком чаще всего применяется в схемах, получивших общее название *повторителей*.

Униполярные транзисторы с изолированным затвором

В отличие от полевых транзисторов с управляющим $p-n$ переходом, в которых затвор имеет непосредственный электрический контакт с близлежащей областью токопроводящего канала, в МДП транзисторах затвор изолирован от области токопроводящего канала слоем диэлектрика (Металл – Диэлектрик – Полупроводник).

МДП транзисторы выполняются из кремния. В качестве диэлектрика чаще всего используют окисел кремния SiO_2 . Отсюда название МОП (Металл – Окисел – Полупроводник). Наличие диэлектрика обеспечивает высокое входное сопротивление ($10^{12} \dots 10^{14}$ Ом).

Принцип действия МДП транзисторов основан на эффекте изменения проводимости приповерхностного слоя полупроводника на границе с диэлектриком под воздействием поперечного электрического поля, созданного управляющим напряжением затвора. Приповерхностный слой полупроводника является токопроводящим каналом этих транзисторов.

МДП транзисторы выполняют двух типов:

- со встроенным каналом (рис. 43а, б);
- с индуцированным каналом (рис. 43в, г).

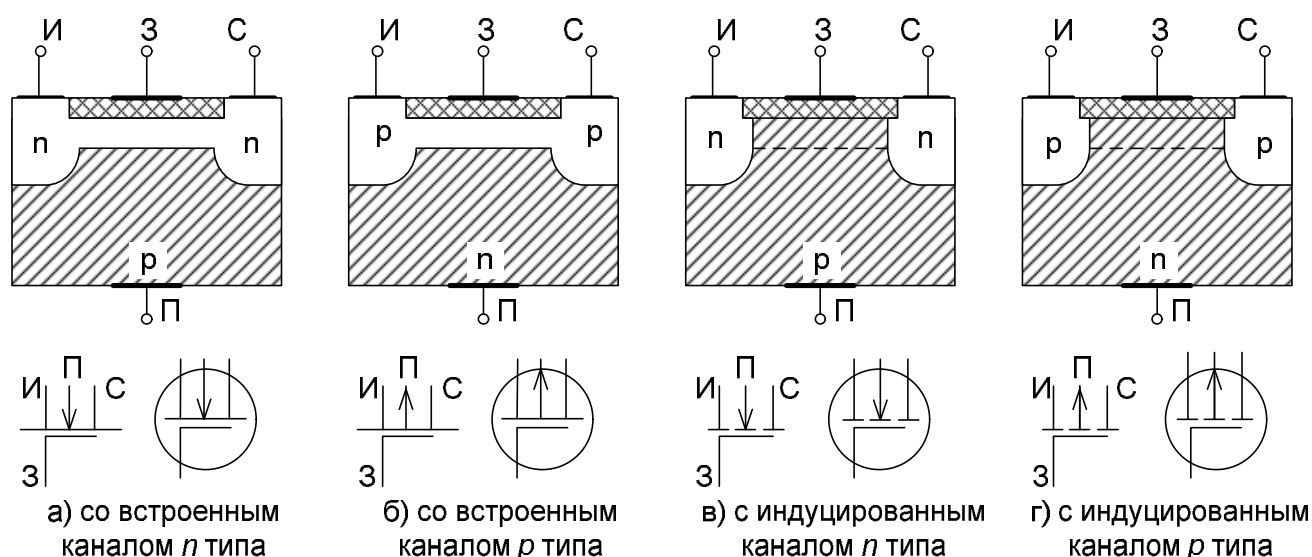


Рис. 43. Транзисторы с изолированным затвором

МДП транзисторы с индуцированным каналом

Принцип действия МДП транзистора с индуцированным каналом рассмотрим на примере МДП транзистора n типа, включенного по схеме с общим истоком (рис. 44).

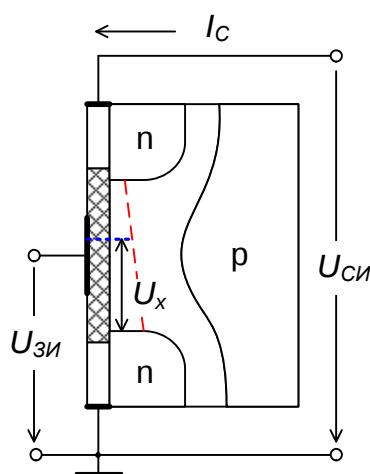


Рис. 44. МДП транзистор с индуцированным каналом

При $U_{зи} = 0$ канал отсутствует, и на пути между стоком и истоком оказываются два встречно включенных p - n перехода. Поэтому при наличии напряжения $U_{си} > 0$ ток в цепи стока будет ничтожно мал.

Если подать на затвор отрицательное напряжение, то к приповерхностному слою притянутся дырки p области подложки. При этом толщина p - n переходов в области истока и стока возрастет, а проводимость электрического тока в цепи сток – исток ухудшается.

Если подавать на затвор положительное напряжение, то дырки, основные носители p области, будут выталкиваться из приповерхностного слоя силовым воздействием положительного управляющего напряжения. Электроны, неосновные носители p области, будут притягиваться к приповерхностному слою. По мере роста управляющего напряжения в приповерхностном слое концентрация дырок будет уменьшаться, а электронов – расти. Сначала в приповерхностном слое образуется обедненный слой, а затем при $U_{зи} = U_0$ концентрация электронов превысит концентрацию дырок, и возникнет инверсия характера электропроводности, т.е. между истоком и стоком образуется единый проводящий канал с электронной электропроводностью. Сток, исток и канал окажутся изолированы от подложки p - n переходом, смещенным в обратном направлении. С ростом управ-

ляющего напряжения в приповерхностном слое концентрация дырок будет уменьшаться, а электронов – расти. Сначала в приповерхностном слое образуется обедненный слой, а затем при $U_{зи} = U_0$ концентрация электронов превысит концентрацию дырок, и возникнет инверсия характера электропроводности, т.е. между истоком и стоком образуется единый проводящий канал с электронной электропроводностью. Сток, исток и канал окажутся изолированы от подложки p - n переходом, смещенным в обратном направлении. С ростом управ-

ляющего напряжения $U_{зи}$ проводимость канала возрастает как за счет увеличения сечения канала, так и за счет увеличения концентрации носителей.

Напряжение на затворе $U_{зи} = U_0$, при котором индуцируется канал, называют *пороговым напряжением*.

Подложку транзисторов стараются делать с низкой концентрацией примесей, чтобы облегчить образование канала и увеличить напряжение пробоя переходов стока и истока.

В основном, принцип работы транзисторов с p и n каналами одинаков. Однако n -канальные транзисторы более быстродействующие, поскольку подвижность электронов выше подвижности дырок.

В МДП транзисторах так же, как и в полевых транзисторах с управляющим p - n переходом, наличие тока в канале приводит к появлению падения напряжения U_x , которое изменяется от 0 вблизи истока до $U_{си}$ вблизи стока и уменьшает разность потенциалов между затвором и каналом по направлению от истока к стоку

$$U_{зп} = U_{зи} - U_x.$$

В результате сечение канала и концентрация носителей у стока окажутся минимальными, т.е. у стока образуется *горловина канала*.

При некотором напряжении $U_{сп}$ и токе $I_{сп}$ происходит перекрытие канала: канал вблизи стока становится настолько узким, что наступает динамическое равновесие, когда увеличение $U_{си}$ вызывает уменьшение ширины канала и повышение его сопротивления. В итоге ток I_c мало меняется при дальнейшем увеличении напряжения $U_{си}$.

Напряжение перекрытия $U_{сп}$ находится из условия

$$U_{зи} - U_{сп} = U_0.$$

Наличие вывода подложки позволяет осуществить дополнительное управление током стока. В этом случае переход канал – подложка, включенный в обратном направлении, ведет себя как управляющий переход в транзисторах с p - n переходом.

Семейство выходных характеристик

Семейство выходных характеристик $I_c = f(U_{си})$ при $U_{зи} = \text{const}$ во многом сходно с аналогичными характеристиками полевого транзистора с p - n переходом. Отличие выходных характеристик МОП-транзисторов, в основном, заключается в следующем (рис. 45):

1. С ростом напряжения $U_{зи}$ напряжение перекрытия $U_{сп}$ и ток $I_{сп}$ увеличиваются, т.е. характеристики сдвигаются в сторону больших токов.
2. Ток стока прекращается при напряжениях на затворе, равных пороговому.

Управление током транзистора осуществляется напряжением одной полярности с напряжением $U_{си}$: $I_c = 0$ при $U_{зи} = 0$.

Семейство переходных характеристик $I_c = f(U_{зи})$ при $U_{си} = \text{const}$ получено аналогично переходным характеристикам полевого транзистора с управляющим p - n переходом.

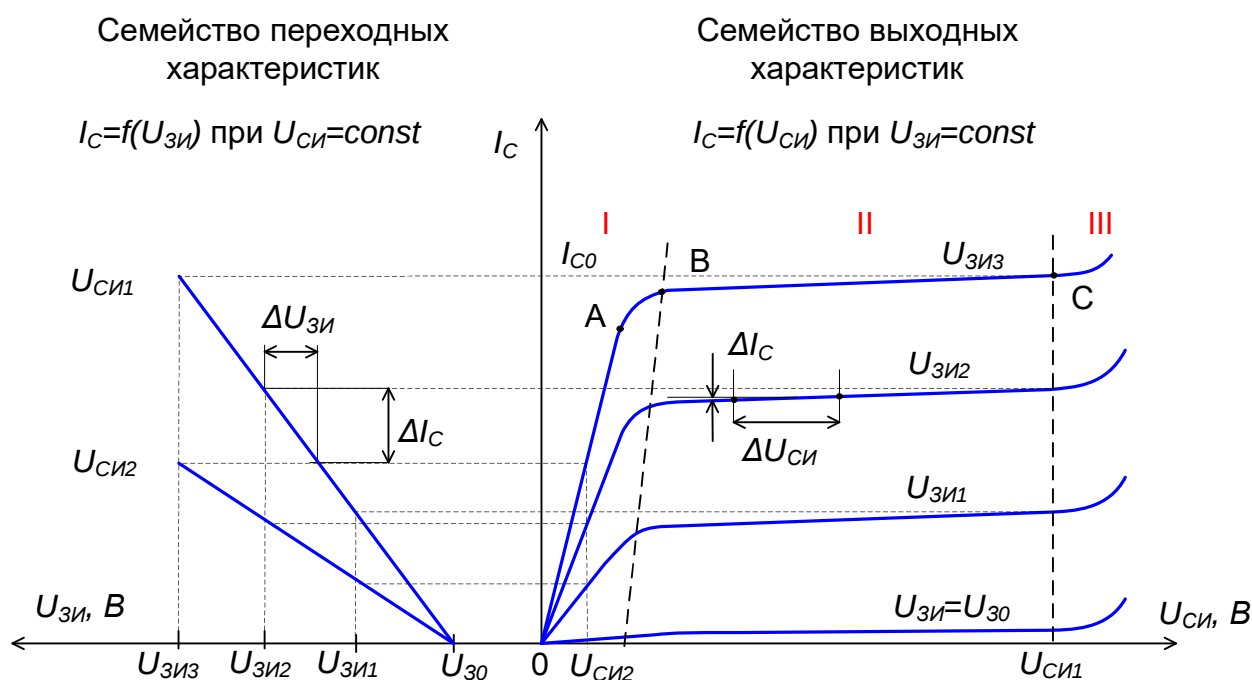


Рис. 45. Характеристики полевого МДП транзистора с индуцированным каналом

Основными характеристиками МДП транзистора с индуцированным каналом являются:

- крутизна переходной характеристики транзистора, имеющая максимальное значение для выходных напряжений, соответствующих пологому участку характеристик: $S = \frac{dI_C}{dU_{ЗИ}}$ при $U_{СИ} = const$;
- выходное сопротивление, отражающее наклон выходных характеристик транзистора на пологом участке: $r_i = \frac{\Delta U_{СИ}}{\Delta I_C}$ при $U_{ЗИ} = const$;
- крутизна переходной характеристики транзистора, имеющая максимальное значение для выходных напряжений, соответствующих пологому участку характеристик: $S = \frac{dI_C}{dU_{ЗИ}}$ при $U_{СИ} = const$;
- статический коэффициент усиления $\mu = S \cdot r_i$.

Особенности работы полевого МДП транзистора со встроенным каналом

В отличие от приборов с индуцированным каналом в транзисторах со встроенным каналом электропроводность между стоком и истоком существует даже при нулевом значении напряжения.

В пластине кремния p типа с помощью диффузионной технологии созданы области истока, стока и канала n типа (рис. 46).

При наличии дополнительного вывода подложка подключается к истоку.

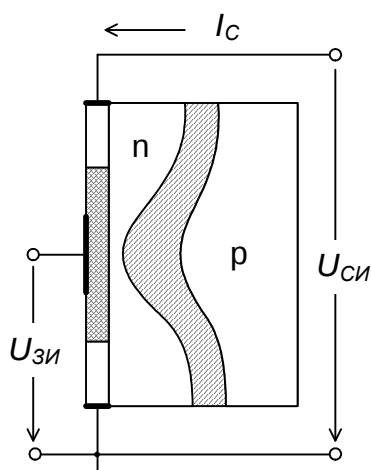


Рис. 46. МДП транзистор со встроенным каналом

Стоковые характеристики характеристик $I_C = f(U_{СИ})$ при $U_{ЗИ} = \text{const}$ МДП транзистора со встроенным каналом аналогичны вышеизложенным, однако наличие встроенного канала предопределяет соответствие одной из них нулевому управляющему напряжению.

При $U_{ЗИ} = 0$ через прибор протекает ток, определяемый исходной проводимостью канала.

В зависимости от знака управляющего напряжения транзистор может работать в одном из двух режимов:

- в режиме обедненного канала $U_{ЗИ} < 0$;
- в режиме обогащенного канала $U_{ЗИ} > 0$.

В случае приложения к затвору напряжения $U_{ЗИ} < 0$ поле затвора оказывает отталкивающее действие на электроны – носители заряда в канале, что приводит к уменьшению их концентрации в канале и проводимости канала: характеристики $I_C = f(U_{СИ})$ при $U_{ЗИ} < 0$ лежат ниже, чем при $U_{ЗИ} = 0$.

При подаче на затвор напряжения $U_{ЗИ} > 0$ поле затвора притягивает электроны в канал из p слоя полупроводниковой пластины. Концентрация носителей заряда увеличивается, что соответствует *режиму обогащения* канала носителями. Проводимость канала возрастает, ток I_C увеличивается.

Стоковые характеристики при $U_{ЗИ} > 0$ располагаются выше исходной кривой (при $U_{ЗИ} = 0$).

Для транзистора имеется предел повышения напряжения $U_{СЗ}$ ввиду наступления пробоя прилежащего к стоку участка сток-затвор.

На выходных характеристиках пробоем соответствует достижение некоторой величины $U_{СП}$. Переходная характеристика транзистора со встроенным каналом отличается тем, что прибор может работать как при $U_{ЗИ} < 0$, так и при $U_{ЗИ} > 0$ (рис. 47).

МДП транзисторы имеют тот же порядок параметров, что и транзисторы с управляющим p - n переходом. Наличие вывода подложки позволяет осуществить дополнительное управление током стока. Переход канал-подложка смещается в обратном направлении и ведет себя как управляющий p - n переход.

МДП транзисторы широко применяются в интегральном исполнении.

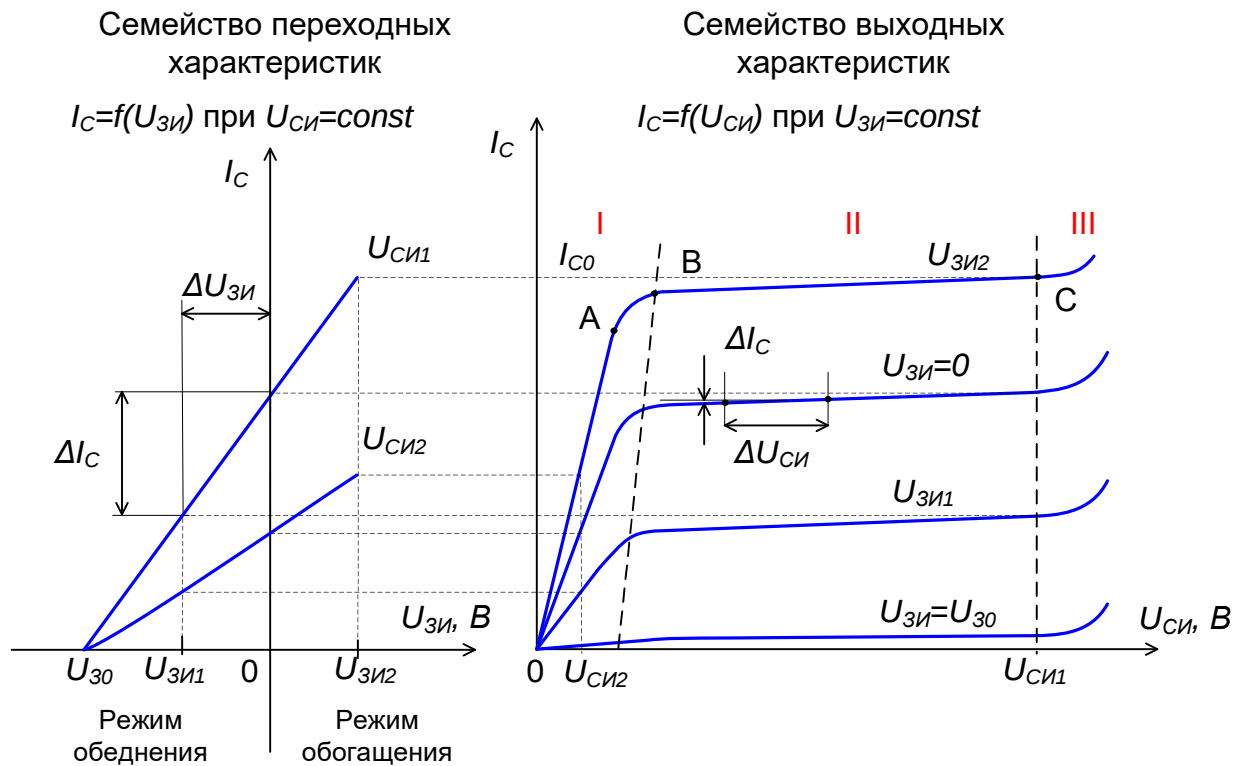


Рис. 47. Характеристики МДП транзистора со встроенным каналом

Переходные и частотные характеристики полевых транзисторов

Инерционность униполярных транзисторов обусловлена в общем случае двумя факторами:

1. Наличие цепи перезарядки барьерной емкости перехода в полевых транзисторах или емкости затвор-канал в МДП транзисторах через сопротивление канала, т.е. при скачкообразном изменении напряжения $U_{ЗИ}$ ток I_C будет изменяться плавно.

В операторной форме крутизна

$$S(p) = \frac{S_0}{1 + p \cdot \tau_s},$$

где τ_s – постоянная времени крутизны.

В комплексной форме

$$S(j\omega) = \frac{S_0}{1 + p \cdot \frac{\omega}{\omega_s}},$$

где $\omega_s = \frac{1}{\tau_s}$ – граничная частота крутизны (порядка 15 ГГц).

Инерционность полевых транзисторов с управляющим $p-n$ переходом больше, чем МДП. Однако в первом приближении можно считать оба транзистора безынерционными.

2. Если ток стока возрастает скачком, то при наличии нагрузки в цепи стока $U_{СИ}$ изменяется плавно. Скорость изменения напряжения зависит от свойств

транзистора и от скорости перезаряда межэлектродных емкостей транзистора через внешние цепи.

Межэлектродными емкостями полевого транзистора являются

- зарядные (барьерные) емкости $C_{зи}$, $C_{зс}$ боковых частей перехода и емкость $C_{си}$ выходной цепи;
- паразитные емкости перекрытия $C_{зи}$, $C_{зс}$ между краями затвора и областями стока и истока и зарядные емкости переходов сток-подложка, затвор-подложка.

БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Биполярные транзисторы представляют собой трехэлектродные полупроводниковые приборы с двумя взаимодействующими $p-n$ переходами. Два $p-n$ перехода реализуются в трехслойной полупроводниковой структуре с чередующимся типом электропроводности. Таким образом, в зависимости от последовательности чередования слоев существуют транзисторы типов $p-n-p$ и $n-p-n$ (рис. 48).

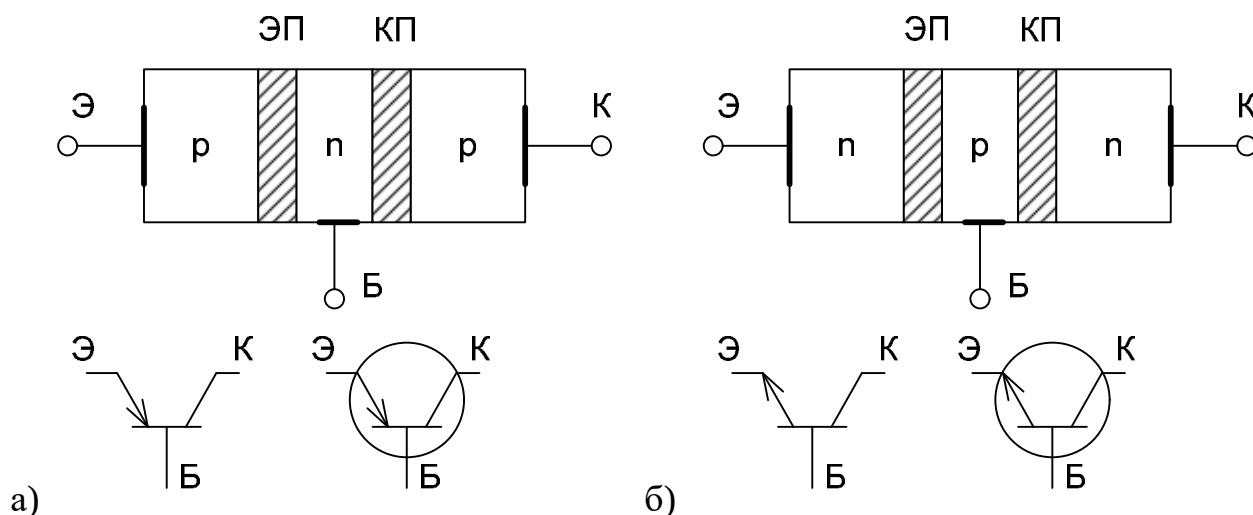


Рис. 48. Биполярные транзисторы: а – $p-n-p$; б – $n-p-n$

Средняя область трехслойной структуры является основанием – *базой* и имеет тип электропроводности, противоположный крайним областям. Одна из крайних областей, инжектирующая носители в базу, называется *эмиттером*, другая, собирающая их из базы, – *коллектором*. В $n-p-n$ транзисторе в базу инжектируются электроны, а в транзисторе $p-n-p$ – дырки.

Переходы, отделяющие области базы от эмиттера и коллектора, получили соответственно названия *эмиттерного* (ЭП) и *коллекторного* (КП). Стрелка на выводе эмиттера в условном графическом обозначении транзистора показывает проводящее направление эмиттерного $p-n$ перехода и однозначно определяет тип биполярного транзистора.

Функция эмиттерного перехода – инжектирование (эмиттирование) носителей заряда в базу, функция коллекторного перехода – сбор носителей заряда, прошедших через базовый слой, поэтому площадь коллекторного перехода

обычно намного больше площади эмиттерного перехода, а электроды эмиттер и коллектор не взаимозаменяемы по эксплуатационным функциям биполярного транзистора.

Взаимодействие переходов в процессе работы биполярных транзисторов может возникать в случае, если геометрическая толщина базовой области сравнима с диффузионной длиной подвижного носителя (если база тонкая). Исходным материалом для создания примесных полупроводников может служить германий или кремний, что также предопределяет классификационный признак биполярного транзистора (кремниевый транзистор, германиевый транзистор) и влияет на эксплуатационные параметры.

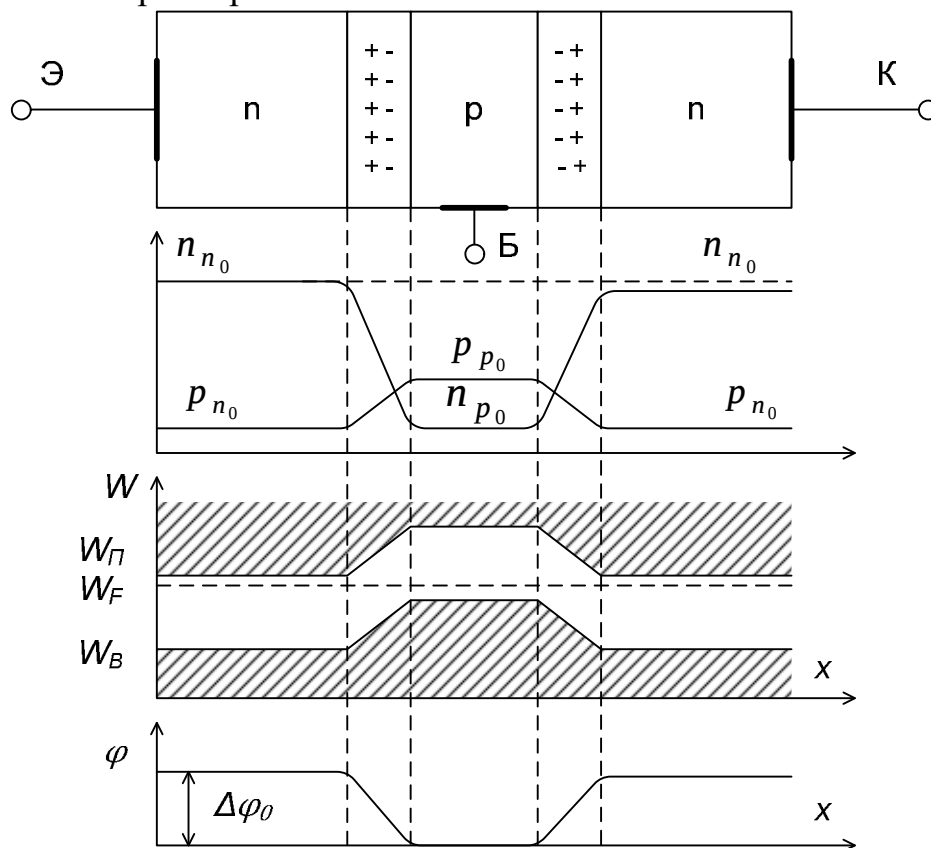


Рис. 49. Распределение энергетических уровней в биполярном транзисторе

Механизм работы транзисторы рассмотрим на примере анализа *n-p-n* структуры (рис. 49). При отсутствии внешних напряжений на границах раздела трех слоев образуются объемные заряды, создается внутреннее электрическое поле, и между слоями действует внутренняя разность потенциалов.

База транзистора слабо легирована, поэтому концентрация основных носителей заряда в базе намного меньше концентрации основных носителей заряда в эмиттере, т.е. $p_{p0} \ll n_{n0}$.

Концентрация основных носителей коллектора близка к концентрации основных носителей эмиттера, но несколько меньше ее.

В равновесном состоянии токи через оба перехода равны нулю.

Каждый из переходов транзистора источником внешнего напряжения может быть смещен в прямом или обратном направлении, чему соответствуют четыре возможных режима работы транзистора, представленных в табл. 1.

Таблица 1

Режимы работы биполярного транзистора

№	Режим	Смещение ЭП	Смещение КП
1	активный	прямое	обратное
2	отсечка	обратное	обратное
3	насыщение	прямое	прямое
4	инверсный	обратное	прямое

Основным усилительным режимом работы биполярного транзистора является активный режим, в котором реализуются основные свойства транзистора как полупроводникового элемента.

При работе в активном режиме эмиттерный переход смещен в прямом направлении, а коллекторный – в обратном направлении. Такое включение транзистора называют *нормальным включением*. При этом эмиттер инжектирует носители в базу, а коллектор собирает их.

В зависимости от характера перемещения носителей через базу различают дрейфовые и бездрейфовые транзисторы. В *бездрейфовых транзисторах* характер перемещения носителей, в основном, диффузионный. В *дрейфовых транзисторах* в базе специальными способами (за счет разной концентрации примесей по толщине базы) создается электрическое поле, и перемещение носителей идет, в основном, под действием сил этого поля.

Рассмотрим работу бездрейфового плоскостного транзистора типа *n-p-n* с некоторой идеализацией протекающих в нем процессов (рис. 50).

При включении эмиттерного перехода в прямом направлении величина потенциального барьера уменьшается:

$$\Delta\varphi_{\text{Э}} = \Delta\varphi_0 - U_{\text{БЭ}},$$

и через переход течет прямой ток $I_{\text{Э}}$. В общем случае он содержит дырочную и электронную составляющие. В базе у эмиттерного перехода появляется неравновесный заряд неосновных носителей (электронов)

$$n_p(0) = n_{n_0} \cdot e^{\frac{U_{\text{БЭ}}}{\varphi_{\text{T}}}}.$$

Эти носители будут диффундировать в области с меньшей концентрацией, т.е. в сторону коллекторного перехода. На расстоянии диффузионной длины n_p убывает в e раз.

Если толщина слоя базы значительно больше диффузионной длины, то практически все электроны, инжектированные из эмиттера, рекомбинируют в базе, не доходя до коллекторного перехода.

К коллекторному переходу приложено обратное напряжение $U_{\text{КБ}}$, и

$$\Delta\varphi_{\text{К}} = \Delta\varphi_0 + U_{\text{КБ}}.$$

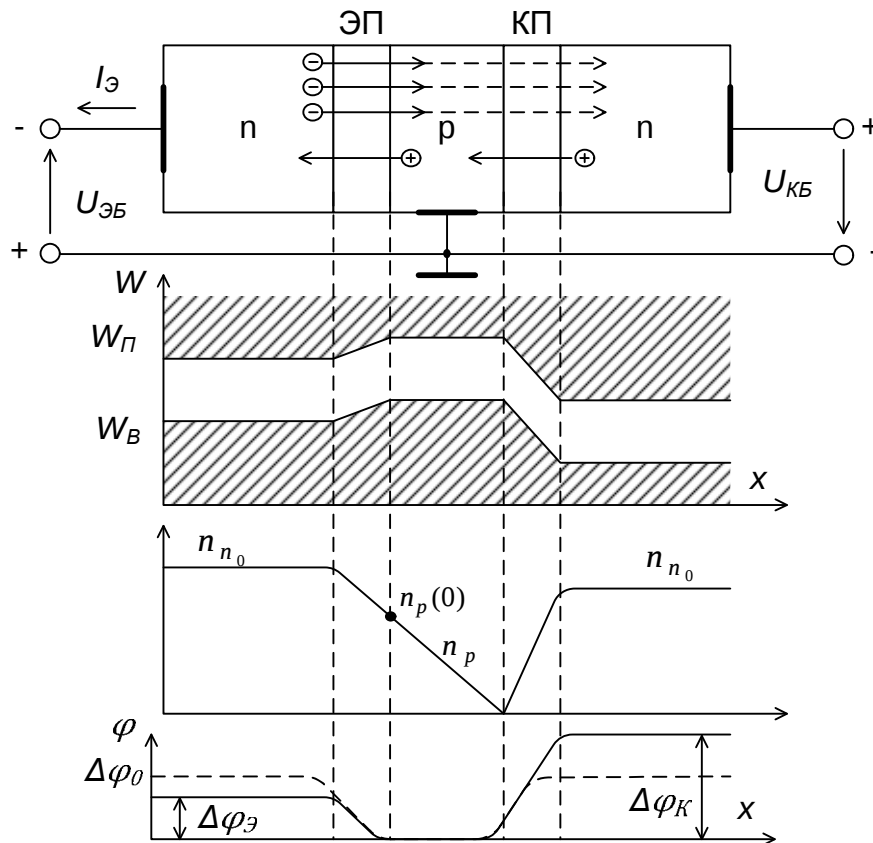


Рис. 50. Принцип действия биполярного транзистора в активном режиме

Через коллекторный переход будет протекать обратный ток, образованный неосновными носителями заряда $I_{ОБР}$.

Следовательно, эмиттерный и коллекторный переходы в таком случае не взаимодействуют, т.е. изменение тока $I_Э$ практически не сказывается на токе $I_К$.

Если толщина базы меньше диффузионной длины электронов в ней, то основная часть инжектированных электронов дойдет до коллекторного перехода, подхватится полем этого перехода и пройдет через коллекторный переход, поскольку потенциальный барьер коллекторного перехода не препятствует продвижению через него неосновных носителей.

Чем меньше толщина базы, тем меньшее количество электронов рекомбинирует в ее объеме с дырками и тем большее количество электронов достигнет коллекторного перехода. При этом ток через коллекторный переход увеличится на величину тока, пришедшего из эмиттера.

Таким образом, в цепи коллектора появится составляющая тока, величина которой определяется электронной составляющей эмиттерного тока.

Результирующий ток в цепи коллектора представляет собой сумму обратного тока коллекторного перехода и управляемого тока, обусловленного инжекцией электронов из эмиттера.

Следовательно, в отличие от униполярных транзисторов, управляемых напряжением $I_C = f(U_{зи})$, биполярные транзисторы управляются током $I_K = f(I_Э)$.

Распределение токов в транзисторе

Ток через эмиттерный переход содержит электронную и дырочную составляющие (рис. 51):

$$I_Э = I_Э^n + I_Э^p.$$

Дырочная составляющая замыкается через цепь базы и не участвует в управлении коллекторным током. Следовательно, для более эффективного управления этим током необходимо уменьшить долю дырочной составляющей тока эмиттера по сравнению с электронной.

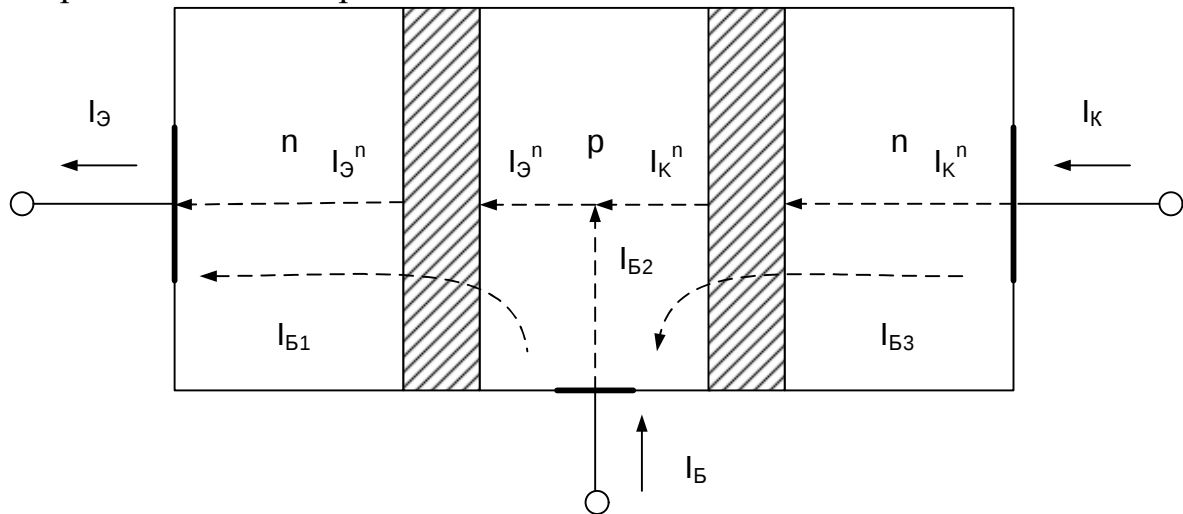


Рис. 51. Распределение токов в биполярном транзисторе

Эффективность работы эмиттерного перехода оценивают *коэффициентом инжекции*, который характеризует долю электронной (полезной) составляющей в общем токе эмиттера:

$$\gamma = \frac{I_Э^n}{I_Э} = \frac{I_Э^n}{I_Э^n + I_Э^p}.$$

Для повышения этого коэффициента концентрацию примесей (доноров) в области эмиттера делают намного больше концентрации примесей (акцепторов) в области базы. Коэффициент инжекции $\gamma < 1$.

При движении в базе часть инжектированных электронов рекомбинирует, не доходя до коллекторного перехода. Влияние рекомбинации в базе на управляемую часть тока коллектора характеризуют *коэффициентом переноса* χ , который оценивает долю электронов, дошедших до коллекторного перехода I_K^n от числа инжектированных электронов $I_Э^n$:

$$\chi = \frac{I_K^n}{I_Э^n}$$

Разницу между электронными составляющими токов эмиттера и коллектора составляет *ток рекомбинации* $I_r = I_{\mathcal{E}}^n - I_K^n$, определяющий значение коэффициента переноса. Коэффициент переноса $\chi < 1$, Обычно составляет 0,96...0,996.

Для повышения коэффициента переноса необходимо уменьшать вероятность рекомбинации носителей в базе.

В бездрейфовых транзисторах это достигается, в основном, за счет уменьшения толщины слоя базы и концентрации примесей в базе, в дрейфовых транзисторах – увеличением скорости их перемещения в ускоряющем электрическом поле.

Управляемые свойства биполярных транзисторов характеризуются *коэффициентом передачи эмиттерного тока* α :

$$\alpha = \frac{I_K^n}{I_{\mathcal{E}}} = \frac{I_K^n}{I_{\mathcal{E}}^n} \cdot \frac{I_{\mathcal{E}}^n}{I_{\mathcal{E}}} = \chi \cdot \gamma < 1.$$

Способы приближения к 1 коэффициента α связаны с увеличением коэффициентов χ и γ за счет увеличения разности концентраций основных носителей в эмиттере и базе, уменьшения ширины базового слоя, увеличения времени жизни электронов в базе, а также создания ускоряющего поля в слое базы.

Полный ток в коллекторной цепи определяется как

$$I_K = I_{K0} + \alpha \cdot I_{\mathcal{E}},$$

где I_{K0} – обратный ток коллекторного перехода, создаваемый дрейфом неосновных носителей заряда из близлежащих областей обратно включенного p - n перехода, не зависит от $I_{\mathcal{E}}$. Значение тока I_{K0} приводится в справочниках как измеренное значение тока коллектора при $I_{\mathcal{E}} = 0$.

Ток в цепи базы представляет собой сумму трех составляющих (рис. 51):

- инжекционный ток:

$$I_{B1} = I_{\mathcal{E}}^p = I_{\mathcal{E}} - I_{\mathcal{E}}^n = I_{\mathcal{E}} - \gamma \cdot I_{\mathcal{E}} = (1 - \gamma) \cdot I_{\mathcal{E}};$$

- рекомбинационный ток (создается дырками, поступающими по цепи базы и рекомбинирующими с электронами в базе):

$$I_{B2} = I_r = I_{\mathcal{E}}^n - I_K^n = I_{\mathcal{E}}^n - \chi \cdot I_{\mathcal{E}}^n = (1 - \chi) \cdot \gamma \cdot I_{\mathcal{E}};$$

- обратный ток коллекторного перехода: $I_{B3} = -I_K$.

Полный ток в базовой цепи запишется в виде

$$I_B = I_{B1} + I_{B2} + I_{B3} = (1 - \gamma) \cdot I_{\mathcal{E}} + (1 - \chi) \cdot \gamma \cdot I_{\mathcal{E}} - I_K = (1 - \alpha) \cdot I_{\mathcal{E}} - I_K.$$

Включение переходов, когда коллектор инжектирует носители в базу, а эмиттер их собирает, называется *инверсным включением*.

Характеристики транзистора в нормальном и инверсном включении существенно отличаются, поскольку площадь коллекторного перехода больше площади эмиттерного перехода.

Особенности работы биполярного транзистора в области малых значений эмиттерного тока

В области малых токов эмиттера усилительные свойства транзистора меняются, поскольку рекомбинационная составляющая базового тока зависит от геометрических размеров базовой области, и ее величину в первом приближении можно считать постоянной. При уровне эмиттерных токов близком к уровню рекомбинационной составляющей тока базы все инжектированные носители рекомбинируют в базе, и только когда эмиттерный ток начинает превышать указанное значение, появляется управляемая составляющая коллекторного тока и формируются управляемые свойства транзистора как полупроводникового элемента (рис. 52). Это обстоятельство обуславливает снижение интегральных коэффициентов биполярного транзистора в области малых значений тока эмиттера (базы).

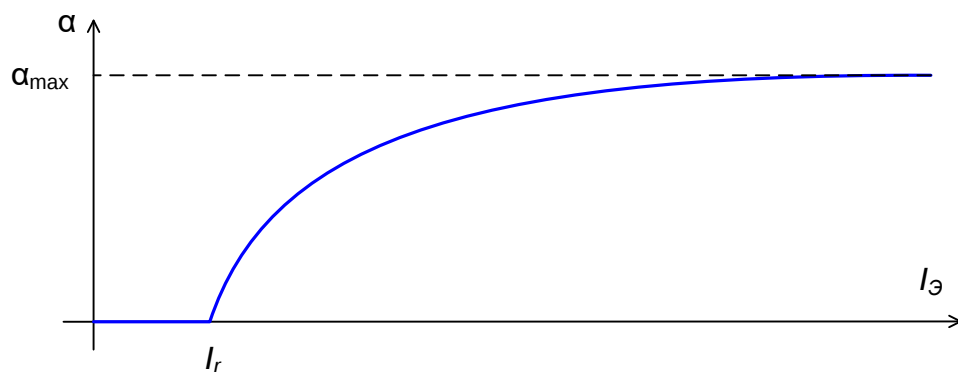


Рис. 52. Зависимость коэффициента передачи эмиттерного тока от $I_{\text{Э}}$ в области малых токов эмиттера

Если эмиттерный ток существенно превышает рекомбинационную составляющую тока базы, то соотношения токов соответствуют рассмотренным выше уравнениям.

Схемы включения биполярного транзистора

Как и униполярные транзисторы, биполярные транзисторы можно включить тремя способами:

- с общей базой ОБ (рис. 53а);
- с общим эмиттером ОЭ (рис. 53б);
- с общим коллектором ОК (рис. 53в).

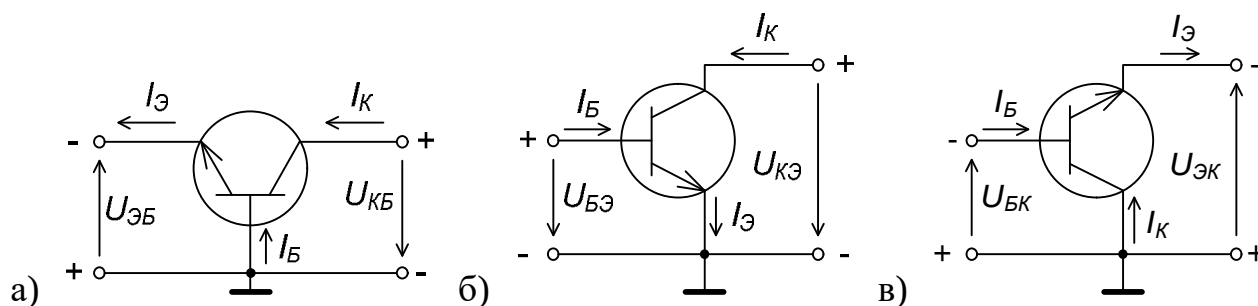


Рис. 53. Схемы включения биполярного $p-p-p$ транзистора

Схема включения с общим эмиттером (ОЭ)

В схеме включения с общим эмиттером входной (управляющей) цепью является цепь базы, выходной (управляемой) – цепь коллектора.

На основании законов Кирхгофа можно записать:

$$I_{\text{Э}} = I_{\text{К}} + I_{\text{Б}}.$$

Основные уравнения для токов коллектора и базы имеют вид:

$$I_{\text{К}} = I_{\text{К}} + \alpha \cdot I_{\text{Э}},$$

$$I_{\text{Б}} = (1 - \alpha) \cdot I_{\text{Э}} - I_{\text{К}}.$$

Произведем замену, выразив $I_{\text{Э}}$ через $I_{\text{Б}}$:

$$I_{\text{Э}} = \frac{I_{\text{Б}} + I_{\text{К}}}{1 - \alpha}.$$

Следовательно,

$$I_{\text{К}} = I_{\text{К}} + \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_{\text{Б}} + \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_{\text{К}} = (1 + \beta) \cdot I_{\text{К}} + \beta \cdot I_{\text{Б}} = I_{\text{К}}^* + \beta \cdot I_{\text{Б}},$$

где $\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$ – коэффициент передачи базового тока.

При $\alpha < 1$ величина $\beta \gg 1$, то есть транзистор в схеме с общим эмиттером усиливает входной ток.

Одновременно увеличивается неуправляемый ток коллектора

$$I_{\text{К}}^* = (1 + \beta) \cdot I_{\text{К}}.$$

Таким образом, основное уравнение для схемы ОЭ

$$I_{\text{К}} = I_{\text{К}}^* + \beta \cdot I_{\text{Б}},$$

где β – коэффициент передачи базового тока или интегральный коэффициент передачи в схеме с общим эмиттером.

Схема включения с общим коллектором (ОК)

В схеме включения с общим коллектором входной (управляющей) цепью является цепь базы, выходной (управляемой) – цепь эмиттера.

Используя основное уравнение для токов коллектора и эмиттера

$$I_{\text{К}} = I_{\text{К}} + \alpha \cdot I_{\text{Э}},$$

$$I_{\text{Э}} = I_{\text{К}} + I_{\text{Б}} = (I_{\text{К}}^* + \beta \cdot I_{\text{Б}}) + I_{\text{Б}} = I_{\text{К}}^* + (1 + \beta) \cdot I_{\text{Б}},$$

получаем уравнение для выходного тока

$$I_{\text{К}} + \alpha \cdot I_{\text{Э}} = I_{\text{К}}^* + \beta \cdot I_{\text{Б}}.$$

Учитывая, что $\alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}$, имеем

$$I_{\text{Э}} = I_K^* \frac{1 + \beta}{\beta} + I_{\text{Б}} \cdot (1 + \beta) - I_K \cdot \frac{1 + \beta}{\beta},$$

откуда

$$I_{\text{Э}} = I_K^* \frac{1 + \beta}{\beta} + I_{\text{Б}} \cdot (1 + \beta) - I_K^* \cdot \frac{1}{\beta} = I_K^* + I_{\text{Б}} \cdot (1 + \beta)$$

Схема включения с общей базой (ОБ)

В схеме включения с общей базой входной (управляющей) цепью является цепь эмиттера, выходной (управляемой) – цепь коллектора.

Ток эмиттера равен сумме токов базы $I_{\text{Б}}$ и коллектора I_K :

$$I_{\text{Э}} = I_K + I_{\text{Б}}.$$

Ток коллектора состоит из потока носителей, инжектируемых эмиттером за вычетом тока базы и собственного теплового тока коллекторного перехода:

$$I_K = I_K + \alpha \cdot I_{\text{Э}}.$$

Отсюда ток базы равен:

$$I_{\text{Б}} = I_{\text{Э}} - I_K = (1 - \alpha) \cdot I_{\text{Э}} - I_K.$$

Этот ток составляет не более 1% от тока эмиттера.

Характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой

Для построения статических характеристик биполярного транзистора в качестве независимых переменных удобно взять входной ток $I_{\text{ВХ}}$ и выходное напряжение $U_{\text{ВЫХ}}$.

Каждая схема включения характеризуется четырьмя семействами:

- семейство выходных характеристик;
- семейство входных характеристик;
- семейство переходных характеристик;
- семейство характеристик обратной связи.

В качестве основных для биполярных транзисторов выбираются семейства выходных и входных характеристик. Остальные два семейства могут быть получены на их основании.

Выходные характеристики биполярного транзистора в схеме с ОБ

Выходные характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой представляют собой семейство характеристик зависимости тока коллектора I_K от напряжения на коллекторе относительно базы $U_{\text{КБ}}$ при фиксированном токе эмиттера $I_{\text{Э}} = \text{const}$ (рис. 54):

$$I_K = f(U_{\text{КБ}}) \text{ при } I_{\text{Э}} = \text{const}.$$

Ток эмиттера можно считать параметром семейства, определяющим положение конкретной выходной характеристики.

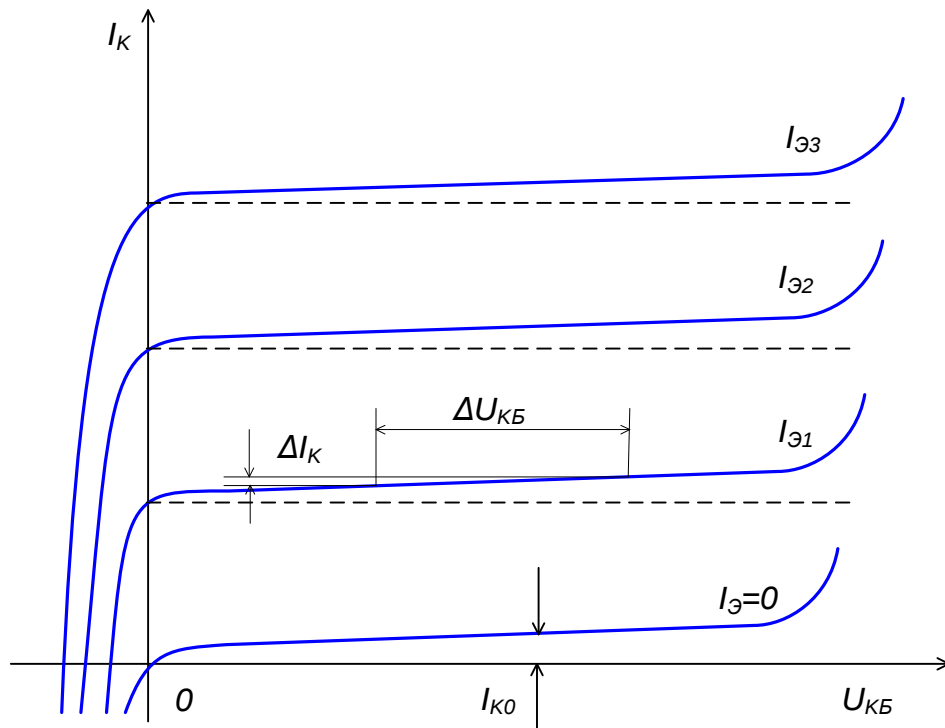


Рис. 54. Выходные характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой

При $I_{Э} = 0$ $I_K = f(U_{KB}) = I_K$ представляет собой характеристику обратного включения коллекторного $p-n$ перехода. С ростом тока $I_{Э}$ характеристики смещаются вверх за счет появления управляемой составляющей $\alpha \cdot I_{Э}$.

Ток коллектора в активном режиме ($U_{ЭБ} < 0$, $U_{KB} > 0$) не остается постоянным, а несколько растет с увеличением напряжения U_{KB} .

Причиной роста тока I_K при $I_{Э} = \text{const}$ является эффект модуляции толщины слоя базы коллекторным напряжением. По мере роста выходного напряжения толщина обратного смещенного коллекторного перехода возрастает, а толщина базовой области транзистора сокращается, что ведет к росту коэффициента переноса за счет снижения рекомбинационных составляющих базового тока. Наклон выходных характеристик принято оценивать выходным сопротивлением транзистора:

$$r_{\text{ВЫХ}}^{\text{б}} = \frac{\Delta U_{KB}}{\Delta I_K} \approx 10^5 \dots 10^7 \text{ Ом.}$$

При заданном токе эмиттера большее количество инжектированных носителей уходит в коллектор, увеличивая ток в его цепи.

Таким образом, можно сделать вывод, что рост тока коллектора обусловлен ростом коэффициента переноса χ . Следовательно, коэффициент передачи $\alpha = \chi \cdot \gamma$ является функцией напряжения U_{KB} .

«Расстояние» между кривыми при одинаковых приращениях $\Delta I_{Э}$ с ростом тока $I_{Э}$ уменьшается, что говорит об уменьшении коэффициента α . В основном, такое уменьшение связано со снижением коэффициента инжекции γ .

С ростом тока эмиттера растет концентрация неравновесных носителей (электронов) в базе у эмиттерного перехода, что вызывает рост неравновесной

концентрации дырок в базе вблизи эмиттерного перехода. Последнее приводит к росту дырочной составляющей I_{Σ}^p и при $I_{\Sigma} = \text{const}$ к уменьшению коэффициента инжекции.

Когда U_{KB} достигнет некоторой величины, произойдет пробой коллекторного перехода. С ростом тока эмиттера напряжение пробоя снижается.

При изменении полярности напряжения U_{KB} ток коллектора сравнительно быстро уменьшается, становится равным нулю и меняет направление. Для схемы включения с общей базой характерно расположение начальной области характеристик левее оси ординат. Это обусловлено тем, что напряжение на коллекторном переходе транзистора в схеме с общей базой определяется суммой внутренней разности потенциалов φ_0 и внешнего напряжения U_{KB} . При $U_{KB} = 0$ и заданном токе эмиттера электроны перебрасываются в коллектор из базы под действием внутренней разности потенциалов φ_0 , при $U_{KB} = 0$ $I_K \neq 0$.

При подаче некоторого напряжения $U_{KB} < 0$ потоки электронов через коллекторный переход будут взаимно скомпенсированы, и ток $I_K = 0$. С увеличением тока I_{Σ} для этого необходимо подавать напряжение U_{KB} большей отрицательной величины. Этим объясняется смещение влево начальных участков характеристик при большем токе I_{Σ} .

Режим работы $U_{ЭБ} < 0$, $U_{KB} < 0$ соответствует режиму насыщения транзистора, когда открыты оба перехода. В этом режиме коллектор инжектирует электроны в базу, что сопровождается уменьшением основного тока коллектора и даже сменой его направления.

Входные характеристики биполярного транзистора в схеме с ОБ

Входные характеристики биполярного транзистора в схеме с ОБ представляют собой зависимость $U_{ЭБ} = f(I_{\Sigma})$ при $U_{KB} = \text{const}$ (рис. 55).

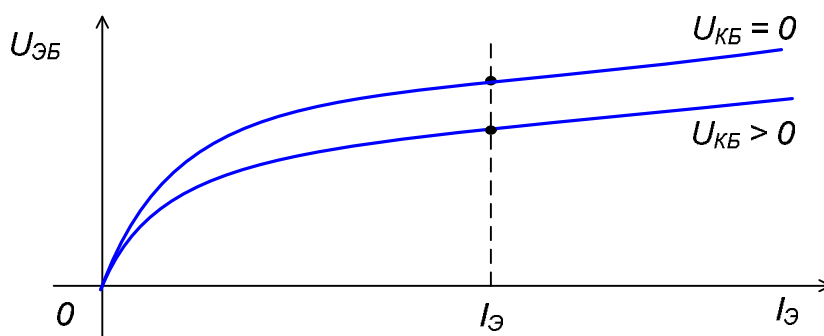


Рис. 55. Входные характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой

Выходное напряжение U_{KB} слабо влияет на входное напряжение $U_{ЭБ}$ даже при сравнительно малых величинах U_{KB} .

Входная характеристика при $U_{KB} = 0$ аналогична прямой ветви вольт-амперной характеристики p - n перехода. Смещение характеристик при $U_{KB} > 0$ и $I_{\Sigma} = \text{const}$ в сторону меньших напряжений $U_{ЭБ}$ объясняется эффектом модуляции толщины слоя базы с учетом объемного сопротивления слоя базы r_B .

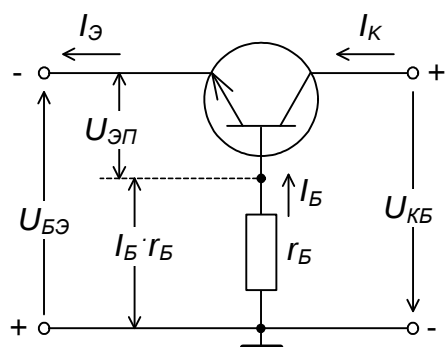


Рис. 56. Биполярный транзистор в схеме с ОБ

С учетом падения напряжения $I_B \cdot r_B$ напряжение $U_{БЭ}$ представляет собой сумму

$$U_{БЭ} = U_{ЭП} + I_B \cdot r_B,$$

где $U_{ЭП}$ – напряжение на эмиттерном переходе.

С ростом напряжения $U_{КБ}$ эффект модуляции толщины базы при $I_Э = \text{const}$ ($U_{ЭП} = \text{const}$) приводит к уменьшению тока базы I_B и снижению напряжения $U_{ЭБ}$ (рис. 56).

Характеристики биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером

Выходные характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером представляют собой зависимость коллекторного тока $I_K = f(U_{КЭ})$ при $I_B = \text{const}$.

Так же, как и в схеме с общей базой, на выходных характеристиках можно выделить 3 области (рис. 57):

- I – начальная
- II – слабая зависимость $I_K(U_{КЭ})$
- III – пробой.

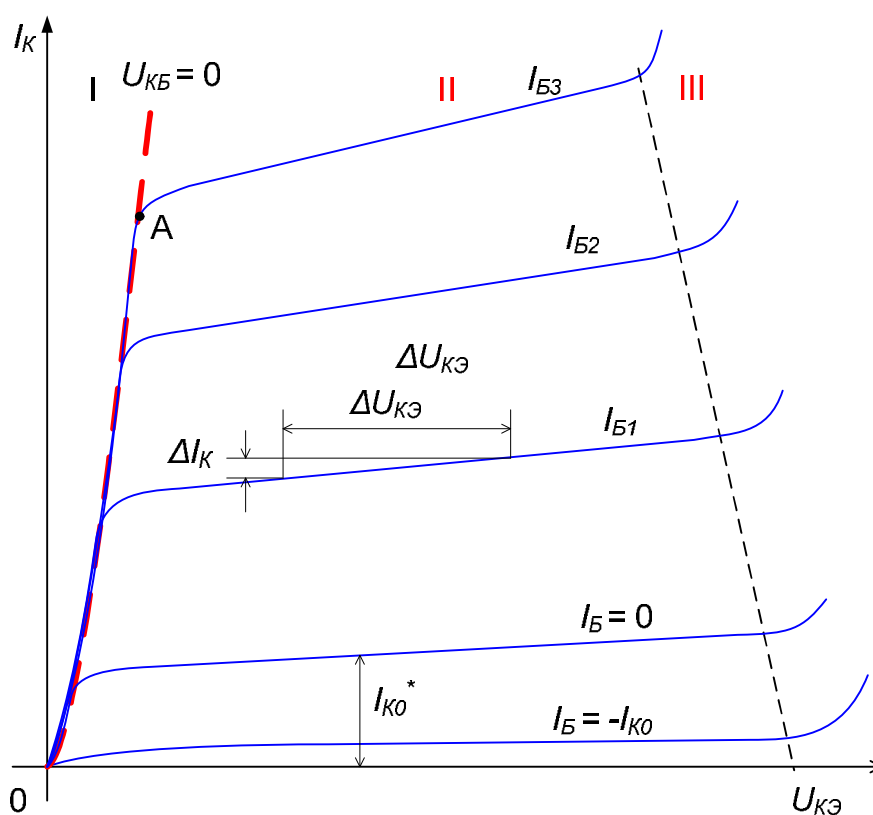


Рис. 57. Выходные характеристики биполярного транзистор в схеме с общим эмиттером

При заданном входном напряжении $U_{БЭ}$ напряжение на коллекторном переходе может изменяться в широких пределах:

$$U_{КБ} = U_{КЭ} - U_{БЭ}.$$

Если $U_{КЭ} = 0$, то напряжение на коллекторном переходе

$$U_{КБ} = -U_{БЭ} = U_{ЭБ},$$

т.е. является прямым, коллекторный переход открыт и инжектирует электроны в базу.

$$I_K = I_K^* + \beta \cdot I_B - I_{K \text{ инж.}}$$

В первом приближении можно положить полный ток равным нулю и считать, что все характеристики идут из нуля. Потоки электронов через коллекторный переход от коллектора в базу и от эмиттера в коллектор уравниваются.

С ростом напряжения $U_{КЭ}$ прямое напряжение на коллекторном переходе уменьшается, что приводит к сравнительно быстрому уменьшению прямого тока инжекции $I_{K \text{ инж.}}$ и увеличению полного тока в цепи коллектора. Такой режим работы является *режимом насыщения* (участок I, рис. 57).

При $U_{КЭ} = U_{БЭ}$ (точка А, рис. 57) коллекторный переход закрывается ($U_{КБ} = 0$), и инжекционная составляющая $I_{K \text{ инж.}}$ становится равной нулю.

С дальнейшим увеличением напряжения $U_{КЭ}$ коллекторный переход будет работать в обратном включении ($U_{КБ} > 0$) – *активный режим работы* (участок II, рис. 57).

Кривая $U_{КБ} = 0$ отделяет режим насыщения от активного режима.

С ростом тока базы переход от режима насыщения к активному режиму происходит при больших напряжениях $U_{КЭ} = U_{КН}$. Рост тока коллектора в активном режиме обусловлен, как и в схеме включения с общей базой, эффектом модуляции толщины базы. Однако в схеме включения с общим эмиттером этот наклон больше, чем в схеме с общей базой, поскольку малые изменения напряжения на коллекторном переходе дают значительные изменения коэффициента β .

Более сильное «сгущение» характеристик с ростом токов объясняется сильной по сравнению с коэффициентом α зависимостью коэффициента передачи тока β от тока.

При $I_B = 0$ через транзистор в схеме с общим эмиттером протекает ток, называемый *начальным* или *сквозным током*

$$I_K^* = (1 + \beta) \cdot I_K.$$

Таким образом, ток коллектора при входном токе, равном нулю, в схеме с общим эмиттером в $1 + \beta$ раз больше, чем в схеме с общей базой.

Если эмиттерный переход перевести в непроводящее состояние, т.е. подать напряжение $U_{БЭ} < 0$, то ток коллектора снизится до $I_{К0}$ и будет определяться обратным (тепловым) током коллекторного перехода, протекающим по цепи база – коллектор.

Область характеристик, лежащая ниже характеристики, соответствующей току $I_B = 0$, называют *областью отсечки*.

В схеме включения с общим эмиттером пробой коллекторного перехода наступает при коллекторном напряжении в 1,5...2 раза меньшем, чем в схеме включения с общей базой (участок III, рис. 57).

Восходящие участки характеристик в области насыщения располагаются в пределах, определяемых прямым напряжением на переходах. Поэтому в реальном масштабе данные участки практически сливаются с линией граничного режима $U_{КБ} = 0$.

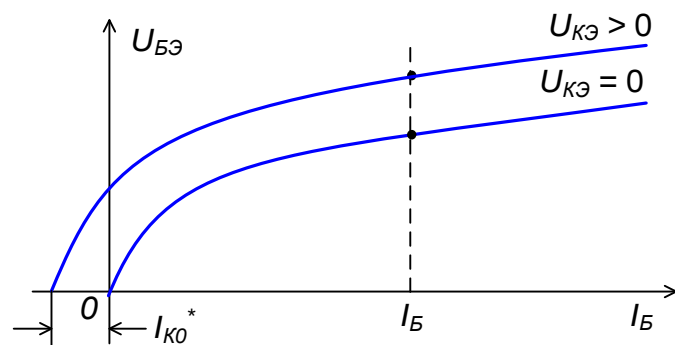


Рис. 58. Входные характеристики биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером

Семейство входных характеристик $U_{БЭ} = f(I_{Б})$ при $U_{КЭ} = \text{const}$ напоминает входные характеристики схемы включения с общей базой, поскольку ток базы в первом приближении пропорционален току эмиттера (рис. 58).

Основные отличия входных характеристик в схеме с общим эмиттером:

1. Сдвиг при росте напряжения $U_{КЭ}$ происходит в сторону больших напряжений $U_{БЭ}$.
2. Сдвиг характеристик более существенное, особенно в области малых изменений $U_{КЭ}$.

При $U_{КЭ} = 0$ функция $U_{БЭ} = f(I_{Б})$ представляет собой суммарную характеристику эмиттерного и коллекторного переходов, работающих в прямом направлении.

Ток в цепи базы в первом приближении пропорционален рекомбинационным составляющим $(1 - \alpha) \cdot I_{Э}$ и $(1 - \alpha) \cdot I_{К \text{ инж}}$. Ток базы представляет собой сумму токов эмиттера и коллектора, работающего в режиме эмиттера.

С увеличением напряжения $U_{КЭ}$ до значения, при котором коллекторный переход включается в обратном направлении ($U_{КЭ} = U_{БЭ}$), ток инжекции коллектора $I_{К \text{ инж}}$ падает до нуля. При заданном токе базы это приводит к появлению в базе нескомпенсированного заряда дырок, и, следовательно, к снижению потенциального барьера эмиттерного перехода и росту напряжения $U_{БЭ}$.

Сдвиг характеристик при дальнейшем увеличении напряжения обусловлен, в основном, эффектом модуляции толщины базы и выражен гораздо слабее. Поэтому обычно в справочниках приводятся только две характеристики: при $U_{КЭ} = 0$ и при некотором положительном значении $U_{КЭ} > 0$.

При $I_{Б} = 0$ рекомбинационная составляющая тока базы сравнивается с составляющей $I_{К0}$:

$$I_{Э} = I_{К} = I_{К}^* \quad \text{при } I_{Б} = 0.$$

При этом на базе сохраняется положительное напряжение $U_{БЭ} > 0$, а токи в цепях коллектора и эмиттера выравниваются на уровне

$$I_{К} \cdot (1 + \beta) = I_{К}^*.$$

При $I_B = -I_{K0}$ эмиттерный переход закрывается ($U_{БЭ} < 0$), ток в цепи эмиттера становится практически равным нулю, а ток в цепи коллектора $I_K = I_{K0}$.

Влияние температуры на характеристики и параметры биполярного транзистора

Наиболее существенное влияние на ток коллектора оказывают температурные изменения тока I_{K0} , температурный сдвиг входных характеристик и температурные изменения коэффициентов α и β .

Ток I_{K0} представляет собой обратный ток коллекторного перехода, поэтому температурное изменение его можно оценить по известному соотношению обратного тока одиночного p - n перехода:

$$I_K(t^\circ) = I_{OBR}(t^\circ) = I_K(t_0^\circ) \cdot 2^{\frac{\Delta t^\circ}{\Delta_2 t^\circ}},$$

где t_0° – начальная температура; $\Delta_2 t^\circ$ – изменение температуры, соответствующее удвоению тока коллектора.

Увеличение температуры приводит к сдвигу входных характеристик в область меньших напряжений (аналогично сдвигу прямых ветвей ВАХ перехода). Температурный сдвиг оценивается температурным коэффициентом напряжения $ТКН$.

$$U_{БЭ}(t^\circ) = U_{БЭ}(t_0^\circ) + ТКН \cdot \Delta t^\circ, \quad ТКН = 2 \text{ [мВ/}^\circ\text{]}.$$

С увеличением температуры увеличивается время жизни неосновных носителей τ , что приводит к некоторому росту коэффициента α и более существенному росту β .

$$\alpha(t^\circ) = \alpha(t_0^\circ) + ТК\alpha \cdot \Delta t^\circ, \quad ТК\alpha \approx 10^{-1} \text{ [1/}^\circ\text{]}$$

Таким образом, с повышением температуры все три фактора действуют согласно и стремятся увеличить коллекторный ток биполярного транзистора.

Биполярные транзисторы являются приборами, параметры которых сильно подвержены температуре, поэтому схемы с биполярными транзисторами нуждаются в проведении температурного анализа работы.

Переходные и частотные характеристики биполярного транзистора

Инерционные свойства биполярных транзисторов, в основном, зависят от

- процессов в базе;
- наличия цепи перезарядки емкостей переходов.

Рассмотрим процессы в базе без учета емкостей перехода при скачкообразном изменении тока эмиттера. В некоторый момент времени скачком изменим ток эмиттера. Процессы в эмиттерной цепи можно считать безынерционными по отношению к процессам в коллекторной цепи, поскольку барьерная и диффузионная емкости эмиттерного перехода шунтированы его малым динамическим сопротивлением, что предопределяет незначительность постоянных времени. Инжектированные электроны достигают коллекторного перехода через некоторое время задержки t_3 . После этого коллекторный ток начнет нарастать.

Поскольку скорости отдельных носителей существенно различаются, рост тока идет неравномерно: сначала коллектора достигают «быстрые электроны», затем – основная масса, обладающая некоторой средней скоростью диффузии, и только после этого – самые «медленные» (рис. 59).

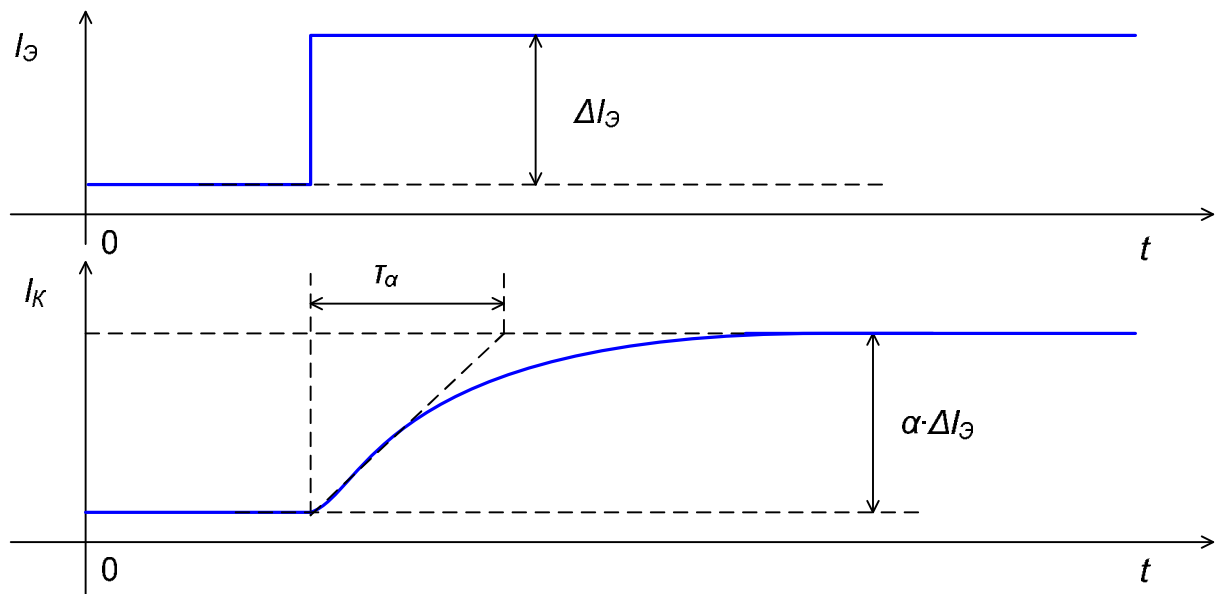


Рис. 59. Диаграмма изменения токов эмиттера и коллектора

В первом приближении можно принять, что ток коллектора нарастает по экспоненциальному закону с постоянной времени τ_α . Для бездрейфовых транзисторов можно положить, что величина τ_α равна величине среднего времени диффузии t_d .

При заданном изменении тока эмиттера функцию $I_K(t)$ можно записать в виде

$$I_K(t) = \alpha(t) \cdot I_\Sigma,$$

где $\alpha(t)$ – переходная характеристика коэффициента передачи α ,

$$\alpha(t) = \alpha_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_\alpha}}\right).$$

Операторное изображение для коэффициента α запишется в виде:

$$\alpha(p) = \frac{\alpha_0}{1 + p \cdot \tau_\alpha}.$$

Частотная характеристика коэффициента α получена заменой $p = j\omega$,

$$\omega_\alpha = 2 \cdot \pi \cdot f_\alpha = \frac{1}{\tau_\alpha}$$

$$\alpha(j\omega) = \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}}.$$

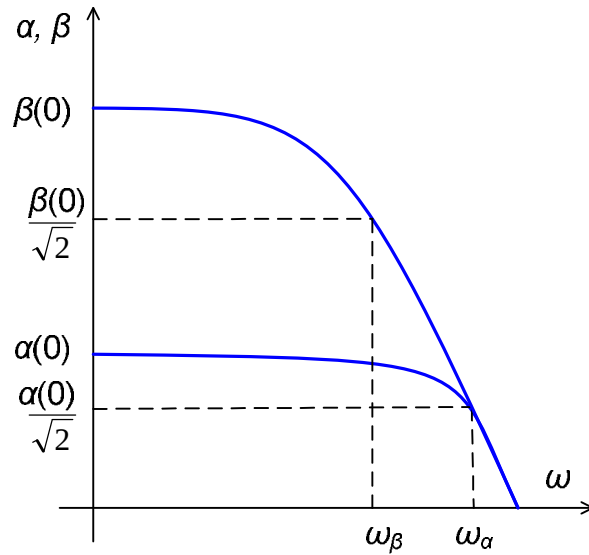


Рис. 60. АЧХ коэффициентов α и β

Частотные свойства транзистора характеризуются амплитудно-частотными (АЧХ) и фазо-частотными характеристиками (ФЧХ).

АЧХ представляет собой зависимость модуля коэффициента передачи от частоты:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}.$$

На частоте $\omega = \omega_\alpha$ модуль коэффициента усиления падает до величины $\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}}$. Такое уменьшение α считают допустимым, а частоту ω_α называют *граничной частотой коэффициента α* (рис. 60).

Фазо-частотная характеристика

$$\phi_\alpha(\omega) = \arctg\left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right),$$

полученная для принятой аппроксимации, отличается от реальной более существенно, чем $\alpha(\omega)$.

Используя операторное изображение $\alpha(p)$ и соотношение

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha},$$

можно получить операторное изображение β :

$$\beta(p) = \frac{\frac{\alpha_0}{1 + p \cdot \tau_\alpha}}{1 - \frac{\alpha_0}{1 + p \cdot \tau_\alpha}} = \frac{\alpha_0}{1 + p \cdot \tau_\alpha - \alpha_0} = \frac{\frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}}{1 + p \cdot \frac{\tau_\alpha}{1 - \alpha_0}} = \frac{\beta_0}{1 + p \cdot \tau_\beta},$$

где τ_β – постоянная времени,

$$\tau_\beta = \frac{\tau_\alpha}{1 - \alpha_0} = (1 - \beta) \cdot \tau_\alpha$$

Частотная характеристика $\beta(j\omega)$ запишется в виде

$$\beta(j\omega) = \frac{\beta_0}{1 + j\omega \cdot \tau_\beta} = \frac{\beta_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_\beta}},$$

где $\omega_\beta = \frac{1}{\tau_\beta} = \frac{\omega_\alpha}{\beta}$ – граничная частота коэффициента β , $f_\beta = \frac{\omega_\beta}{2\pi}$.

АЧХ и ФЧХ описываются соответственно формулами

$$\beta(\omega) = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\beta}\right)^2}} \quad \varphi_\beta(\omega) = \arctg\left(\frac{\omega}{\omega_\beta}\right).$$

Для улучшения частотных свойств в дрейфовых транзисторах необходимо уменьшать толщину базы и увеличивать скорость движения носителей в базе.

Скорость движения носителей под действием сил электрического поля существенно выше диффузионной. В этом случае вводят понятие *времени пролета* $t_\Pi < t_\Delta$. Для дрейфовых транзисторов оно эквивалентно уменьшению постоянной времени τ_α .

Как эмиттерный, так и коллекторный переходы имеют зарядную (барьерную) емкость, включаемую параллельно переходу. Емкость эмиттерного перехода обычно не учитывается: она зашунтирована малым прямым сопротивлением r_Σ эмиттерного перехода.

На частотные свойства транзистора существенное влияние может оказать емкость коллекторного перехода.

Основными эксплуатационными параметрами биполярного транзистора являются:

- значения интегральных коэффициентов передачи α , β ;
- максимальные значения неуправляемых коллекторных токов I_{K0} , I_{K0}^* ;
- граничные частоты коэффициентов передачи f_α , f_β ;
- параметры максимальных режимов $I_K^{\max}$, $U_{KЭ}^{\max}$, $U_{KB}^{\max}$;
- максимально допустимая мощность рассеивания на коллекторе $P_K^{\max}$.

ТИРИСТОРЫ

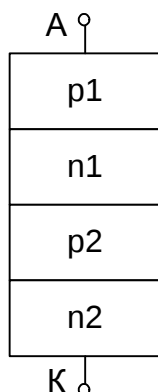
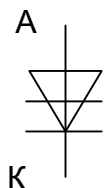


Рис. 61. Динистор



Тиристоры – это четырехслойные полупроводниковые приборы, содержащие 3 взаимодействующих p - n перехода и имеющие 2, 3 или 4 электрических вывода. Три p - n перехода реализуются четырехслойной полупроводниковой структурой с чередующимся типом электропроводности (рис. 61).

Если структура имеет выводы только от крайних областей, то такой прибор называется *диод-тиристор* или *динистор* (рис. 61).

Если прибор имеет выводы от крайних и одной из средних областей то такой прибор называется *триодный тиристор* или *тринистор*. Тиристор с выводами от областей 1, 2, 4 называется *тиристором с управлением по аноду* (рис. 62а). Тиристор с выводами от областей 1, 3, 4 называется *тиристором с управлением по катоду* (рис. 62б). Вывод от области 2 (3) называется *управляющим электродом* (УЭ).

Если прибор имеет выводы от всех областей то прибор называется *тетрод-тиристором* (полностью управляемый тиристор) (рис. 63).

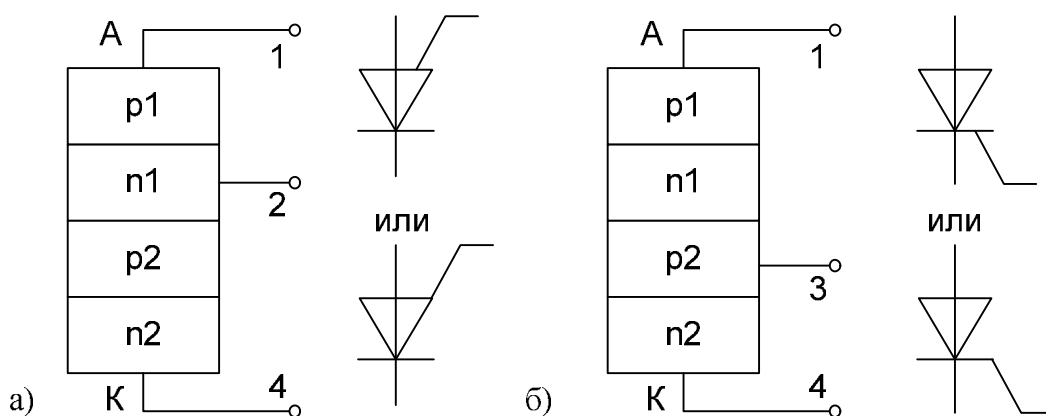


Рис. 62. Триодный тиристор с управлением по аноду (а) и по катоду (б)

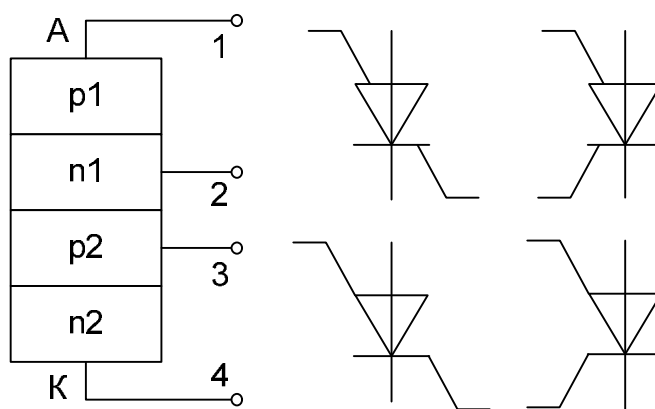


Рис. 63. Полностью управляемый тиристор и его возможные условные графические обозначения

Динисторы

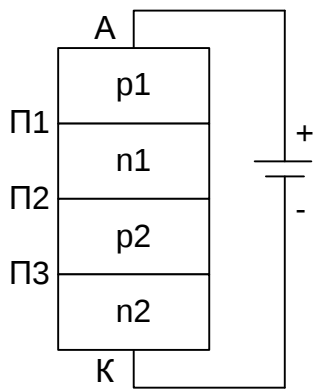


Рис. 64. Схема прямого включения динистора

Рассмотрим механизм работы тиристора на основе 2-х электродной структуры (динистора), схема включения которого представлена на рис. 64.

При обратном смещении к области $p1$ прикладывается отрицательный потенциал внешнего источника, а к области $n2$ — положительный потенциал. При этом оба крайних перехода смещены в обратном направлении, а центральный переход — в прямом направлении. Вольт-амперная характеристика структуры при таком смещении не имеет особенностей и может быть представлена суммарной характеристикой двух полупроводниковых диодов, включенных последовательно и смещенных в обратном направлении. Режим обратного смещения для динистора является нерабочим режимом. Главным условием эксплуатации прибора в этом режиме является непопадание в зону электрического, и тем более теплового, пробоя.

При прямом смещении (см. рис. 64) переходы П1 и П3 смещены в прямом направлении, а переход П2 — в обратном. В такой схеме практически все напряжение будет приложено к переходу П2.

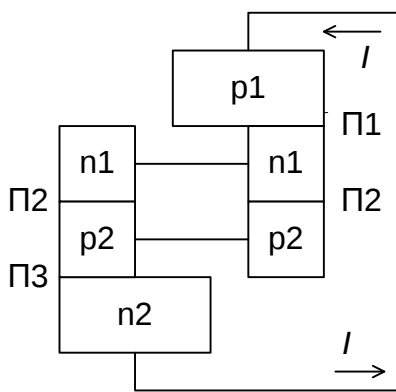


Рис. 65. Четырехслойная структура как совокупности двух транзисторов

Четырехслойную структуру можно рассматривать как сочетание двух биполярных транзисторов в одном приборе: $p1-n1-p2$ и $n2-p2-n1$. Слои $n1$ и $p2$ служат базами для одного транзистора и коллекторами для другого одновременно (рис. 65). В таком представлении переходы П1 и П3 являются эмиттерными, а П2 — коллекторным или центральным.

Область $p1$ будет представлять собой эмиттер, инжектирующий дырки в область $n1$ (базу). Дырки, прошедшие базу $n1$ и переход П2, появляются в области $p2$. Их нескомпенсированный положительный объемный заряд будет понижать высоту потенциального барьера перехода П3 и вызывать встречную инжекцию электронов.

Аналогично область $n2$ будет представлять собой эмиттер, инжектирующий электроны в базу $p2$. Инжектированные электроны снижают потенциальный барьер перехода П1 и вызывают встречную вторичную инжекцию дырок.

Таким образом, обе крайние области выполняют роль эмиттеров, причем каждый эмиттер отвечает вторичной встречной инжекцией на инжекцию другого эмиттера.

Этим создаются предпосылки развития лавинообразного процесса, который начинается при некотором напряжении на структуре.

Ток через переход П2 складывается из трех составляющих:

1. Обратный ток I_{K0} центрального перехода, который зависит от напряжения на переходе.

2. Ток дырок I_p , эмитированных из слоя $p1$ в слой $n1$ и дошедших до перехода П2, а также возникших вследствие лавинного умножения в переходе П2. Как в любом транзисторе, этот ток определяется соотношением

$$I_p = \alpha_1 \cdot I_1,$$

где α_1 – коэффициент передачи тока транзистора $p1-n2-p2$; I_1 – ток через переход П1.

3. Ток электронов I_n , эмиттированных из слоя $n2$ в слой $p2$ и дошедших до перехода П2, а также возникших вследствие лавинного умножения в переходе П2:

$$I_n = \alpha_2 \cdot I_3,$$

где α_2 – коэффициент передачи тока транзистора $n2-p2-n1$; I_3 – ток через переход П3.

Тогда ток через переход П2 можно записать в следующем виде:

$$I_{П2} = \alpha_1 \cdot I_1 + \alpha_2 \cdot I_3 + I_{K0}.$$

Учитывая, что в любом сечении прибора протекает один и тот же ток:

$$I_{П2} = I_1 = I_3 = I,$$

получаем

$$I = \frac{I_K}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}.$$

Последнее выражение в неявном виде предопределяет поведение вольт-амперной характеристики тиристора.

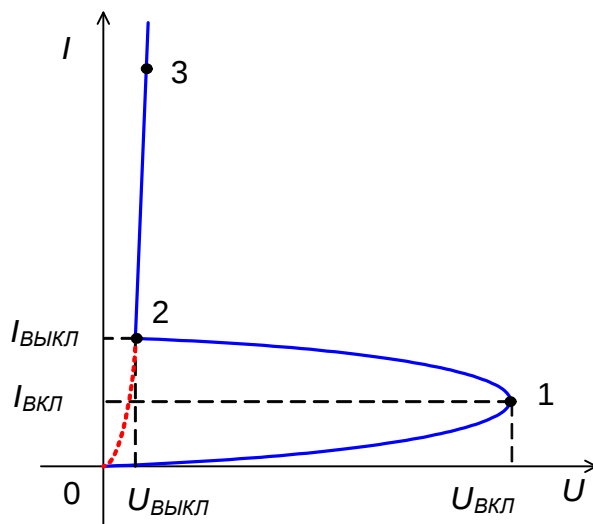


Рис. 66. Вольт-амперная характеристика динистора

На рис. 66 представлена вольт-амперная характеристика тиристора. Ток через структуру определяется с одной стороны, током I_{K0} , который растет с ростом приложенного напряжения, с другой стороны, зависимостью интегральных коэффициентов передачи от тока эмиттеров.

На участке 0–1 в области малых токов можно считать, что через прибор течет ток, определяемый только током I_{K0} , поскольку при малых токах сумма $(\alpha_1 + \alpha_2) \ll 1$. Инжекционными составляющими токов переходов П1 и П3 можно пренебречь, т.е. практически все

носители, инжектированные переходами П1 и П3, рекомбинируют в соответствующих областях $n1$ и $p2$, не доходя до П2.

По мере увеличения напряжения возрастает ток I_{K0} , а с ним и токи эмиттеров $p1$ и $n2$, что, в свою очередь, вызывает увеличение коэффициентов передачи

эмиттерных токов α_1 и α_2 (см. рис. 52). Поэтому результирующий ток растет намного быстрее, чем ток I_{K0} за счет увеличения токов инжекции.

На переходном участке (вблизи точки 1, рис. 66) рост напряжения замедляется, а сопротивление резко падает. Сумма $(\alpha_1 + \alpha_2)$ становится весьма близкой к 1, и начинается лавинное нарастание тока в цепи, в результате чего в точке 1 тиристор *переключается*, поскольку создаются условия для *отпирания* тиристора. Точка 1 является *граничной точкой*.

При дальнейшем увеличении тока (участок 1–2, рис. 66) растут коэффициенты α_1 и α_2 , т.е. перехода П2 достигает все большее число неосновных носителей, эмитированных слоями p_1 и n_2 . Базовые области начнут заряжаться, причем база p_2 – положительно, а база n_1 – отрицательно. Поэтому напряжение на центральном переходе станет меньше, как и ток I_{K0} . Одновременно избыточные носители заряда в базах снижают потенциальные барьеры эмиттерных переходов П1 и П3, вызывая дополнительную инжекцию носителей заряда. Это приводит к еще большему возрастанию коэффициентов α_1 и α_2 и заполнению носителями зарядов обеих баз тиристора. В приборе действует внутренняя положительная обратная связь, приводящая к лавинообразному развитию процесса его отпирания. Таким образом, на ВАХ появляется участок с отрицательным динамическим сопротивлением (участок 1–2).

На участке 1–2 (см. рис. 66) действуют два основных фактора:

- уменьшение напряжения на переходе П2;
- действие внутренней положительной обратной связи, благодаря которой процесс имеет скачкообразный характер (встречная инжекция).

В конце участка 1–2 вблизи точки 2 (см. рис. 66) сумма $\alpha_1 + \alpha_2$ стремится к 1, а напряжение на переходе П2 становится равным нулю. Затем (на участке 2–3, рис. 66) центральный переход входит в режим насыщения, напряжение на нем меняет полярность, и происходит встречная инжекция дырок из области p_2 в область n_1 и электронов из области n_1 в область p_2 .

На участке 2–3 (см. рис. 66), соответствующем включенному состоянию тиристора, все три перехода оказываются смещенными в прямом направлении. Напряжения на переходах П1 и П3 противоположны по знаку напряжению на переходе П2. Поэтому падение напряжения на приборе (0,75...1,5 В) примерно равно падению напряжения на одном переходе (как в диоде).

Увеличение падения напряжения на тиристоре на участке 2–3 при движении по кривой от точки 2 к точке 3 объясняется повышением напряжения на переходах и ростом падения напряжения на слоях полупроводниковой структуры с увеличением тока.

Существенным недостатком диод-тиристора является отсутствие возможности управлять величиной напряжения переключения. Единственная величина, которую мы можем менять при работе с такой структурой – это внешнее приложенное напряжение.

Гораздо большие возможности для использования представляет тиристор, в котором существует вывод одной из промежуточных областей четырехслойной структуры, получивший название *управляющего электрода*.

Триодные тиристоры

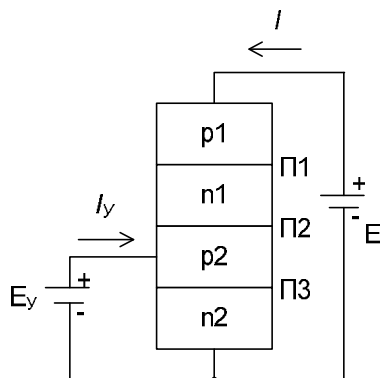


Рис. 67. Схема включения триодного тиристора с управлением по катоду

При наличии третьего управляющего вывода – управляющего электрода, например от базы $p2$ появляется возможность задавать ток прямого смещения для p - n перехода ПЗ и тем самым воздействовать на коэффициент передачи α_2 . Исследуемая схема включения триодного тиристора представлена на рис. 67. Такой триодный тиристор называется *тиристором с управлением по катоду*.

Значение суммы $\alpha_1 + \alpha_2$ может стать равным 1 уже при меньшем значении тока через структуру, а это приводит к уменьшению напряжения переключения. Ток через переход ПЗ представляет собой сумму тока через тиристор и тока управления:

$$I_3 = I + I_y.$$

Управление параметрами вольт-амперных характеристик триод-тиристора при наличии тока управления переходом ПЗ описывается уравнением:

$$I \cdot (1 - (\alpha_1 + \alpha_2)) = I_K + \alpha_2 \cdot I_y,$$

откуда

$$I = \frac{I_K + \alpha_2 \cdot I_y}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}.$$

Ввиду появления дополнительной составляющей $\alpha_2 \cdot I_y$ в токе коллекторно-го перехода и повышения коэффициента α_2 , переключение тиристора из закрытого состояния в открытое происходит при меньшем напряжении на приборе (рис. 68).

При некотором токе управления $I_y = I_{СПР}$ характеристика тиристора вырождается в прямую ветвь вольт-амперной характеристики выпрямительного диода. Такой ток управления получил название *тока спрямления*.

Зависимость напряжения переключения триодного тиристора от управляющего тока называется *характеристикой управления*. Типовой вид характеристики управления представлен на рис. 69.

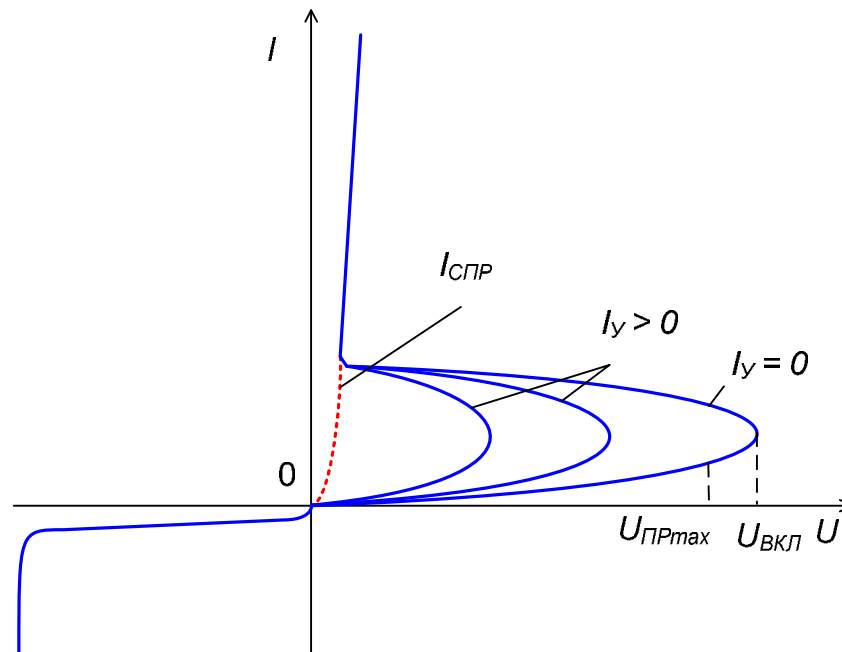


Рис. 68. ВАХ триодного тиристора

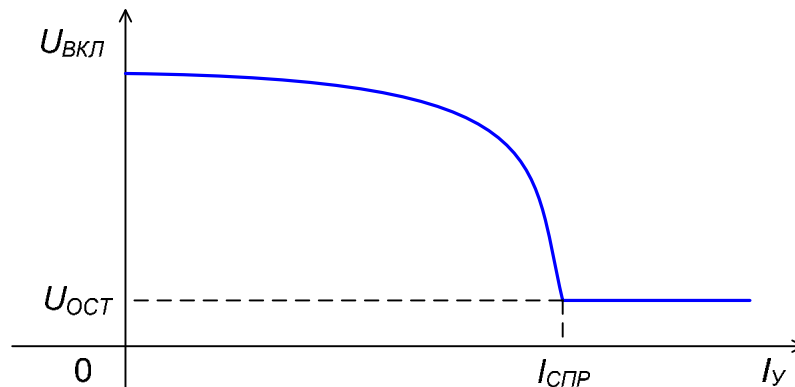


Рис. 69. Зависимость напряжения переключения триодного тиристора от тока управления

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики триодного тиристора аналогична обратной ветви ВАХ диода.

Если управляющий электрод является выводом от области n_1 , то триодный тиристор называется *тиристором с управлением по аноду*, при этом управляющий ток вытекает из управляющего электрода, что обуславливается противоположной полярностью напряжения управляющего источника. Свойства и характеристики тиристора с управлением по аноду аналогичны рассмотренным.

Основными эксплуатационными параметрами триодного тиристора являются:

- напряжение и ток включения $U_{ВКЛ}$ и $I_{ВКЛ}$;
- ток спрямления $I_{СПР}$ — наименьший ток в цепи управляющего электрода тиристора, при котором прибор переходит из запертого состояния в открытое;
- ток утечки I_0 — ток через прибор в запертом состоянии при заданном напряжении;

- остаточное напряжение $U_{ост}$ – прямое напряжение, соответствующее номинальному току через прибор в открытом состоянии;
- максимально допустимое прямое напряжение $U_{пр max}$ – максимальное значение прямого напряжения, которое можно длительно прикладывать к прибору;
- максимально допустимое обратное напряжение $U_{обp max}$;
- время включения $t_{вкл}$ – время с момента подачи отпирающего импульса, в течение которого напряжение на приборе уменьшается до 0,1 начального значения;
- время выключения $t_{выкл}$ – минимальное время, в течение которого на прибор должно подаваться запирающее напряжение для перевода прибора из открытого состояния в запертое.

Параметры тиристоров могут сильно меняться в интервале рабочих температур.

Тиристоры имеют четко выраженные переключающие свойства, позволяющие использовать их в самых различных схемах автоматики и вычислительной техники, в том числе в различного рода преобразователях тока и напряжения.

Выпускаются два вида тиристоров:

- силовые – применяются в схемах преобразователей;
- переключательные – маломощные приборы, используемые в импульсных устройствах.

Симметричные тиристоры (симисторы)

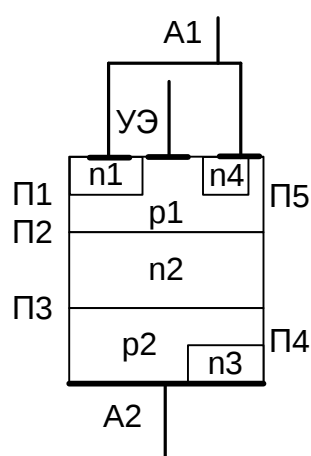


Рис. 70. Структура симистора

Симистор – полупроводниковый прибор, представляющий собой пятислойную полупроводниковую структуру, широко используется в системах, работающих с переменным напряжением. Упрощенно он может рассматриваться как управляемый электронный выключатель. В закрытом состоянии он ведет себя как разомкнутый выключатель. Напротив, подача управляющего тока на управляющий электрод симистора ведет к переходу его в проводящее состояние. В это время симистор подобен замкнутому выключателю.

Симистор можно представить двумя тиристорами, включенными встречно-параллельно (рис. 70). С помощью комбинации p - и n - слоев создают полупроводниковую структуру, в которой как при одной, так и при другой полярностях напряжения выполняются условия, соответствующие прямой ветви вольт-амперной характеристики обычного тиристора.

Прибор способен проводить ток в обоих направлениях, вольт-амперная характеристика симметрична (рис. 71).

При отсутствии управляющего сигнала симистор во время любого полупериода переменного напряжения питания находится в закрытом состоянии. Ток через прибор по силовой цепи А1-А2 пренебрежимо мал, и можно считать силовой ключ разомкнутым.

При подаче управляющего сигнала структура вне зависимости от полярности приложенного напряжения А1-А2 переходит в открытый режим, и силовая цепь замыкается. Замыкание и размыкание электронного ключа может использоваться для релейного управления нагрузкой.

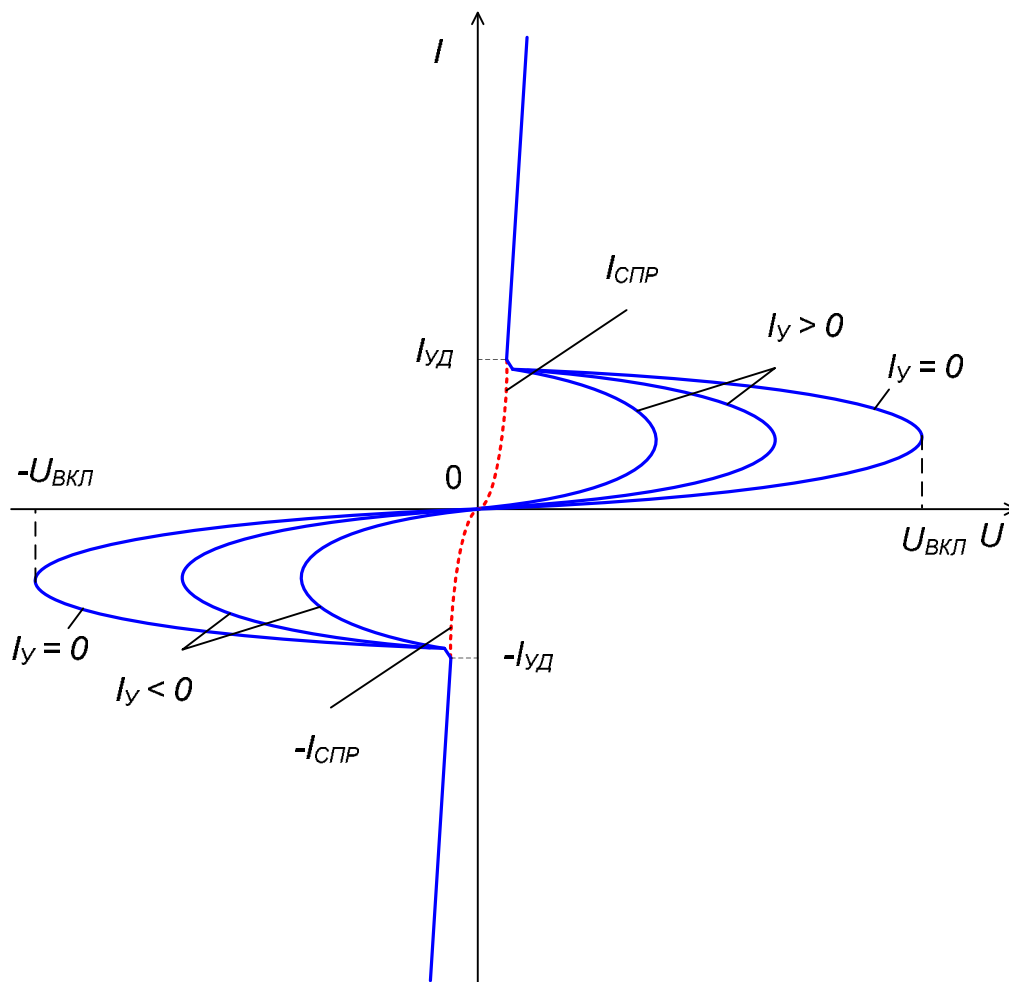


Рис. 71. Вольт-амперная характеристика симистора

Кроме работы в релейном режиме в термостате или светочувствительном выключателе, разработаны и широко используются системы регулирования, функционирующие по принципу фазового управления напряжением нагрузки, другими словами – плавные регуляторы.

Возможные условные графические обозначения симистора представлены на рис. 72.

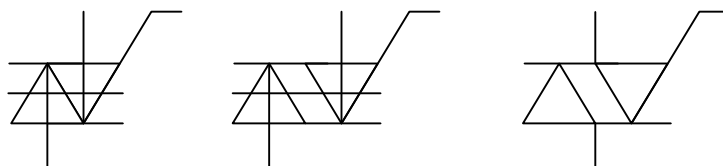


Рис. 72. Возможные условные графические обозначения симистора

Симистор открывается, если через управляющий электрод проходит отпирающий ток или если напряжение между его электродами А1 и А2 превышает некоторую максимальную величину $U_{вкл}$ в соответствии с семейством ВАХ. Последнее обстоятельство может приводить к несанкционированным срабатываниям симистора, происходящим при максимуме амплитуды напряжения питания. Если ток управления превышает $I_{СПР}$ соответствующей полярности, то ВАХ симистора превращается в прямую ветвь ВАХ диода.

Симистор переходит в закрытое состояние после изменения полярности между его выводами А1 и А2 или если значение рабочего тока меньше тока удержания $I_{уд}$.

При работе в цепях переменного напряжения смена состояний симистора вызывается изменением полярности напряжения на рабочих электродах А1 и А2. Поэтому в зависимости от полярности управляющего тока можно определить четыре варианта управления симистором, как показано на рис. 73. Каждый квадрант соответствует одному способу открывания симистора.

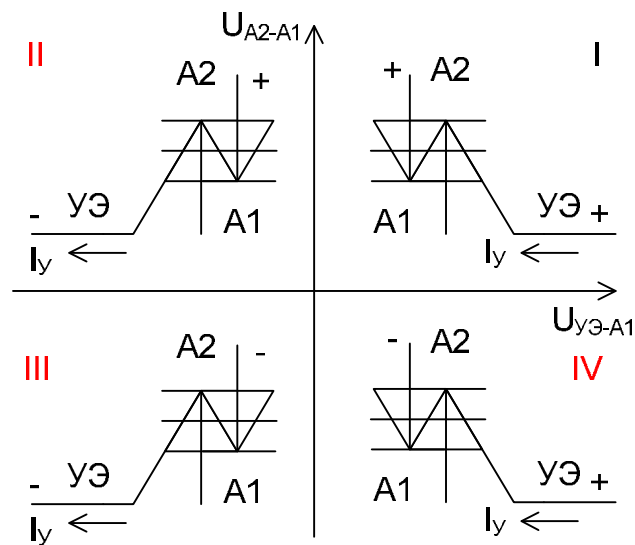


Рис. 73. Возможные способы открывания симистора

Для каждого квадранта определены отпирающий ток спрямления и ток удержания. Отпирающий ток должен сохраняться до тех пор, пока протекающий через симистор ток не превысит в 2...3 раза величину тока удержания. Затем, если убрать ток через управляющий электрод, симистор останется в проводящем состоянии до тех пор, пока протекающий ток будет превышать ток удержания.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гусев, Ю.М., Гусев, В.Г. Электроника: учеб. пособие для вузов. Изд. 3-е, перер. и доп. / Ю.М. Гусев, В.Г. Гусев. – М.: Высш. Школа, 2005.
2. Забродин, Ю.С. Промышленная электроника: учебник для вузов / Ю.С. Забродин. – М.: Высш. Школа, 1982.
3. Виноградов, Ю.В. Основы электронной и полупроводниковой техники: учебник для студентов высш. техн. учебн. заведений. Изд. 2-е., доп. / Ю.В. Виноградов. – М.: Энергия, 1972.
4. Старосельский, В.И. Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники / В.И. Старосельский. – М.: Высшее образование; Юрайт – Издат., 2009.
5. Прянишников, В.А. Электроника: курс лекций / В.А. Прянишников. – СПб.: КОРОНА принт, 1998.
6. Воронин, П.А. Силовые полупроводниковые ключи: семейства, характеристики, применение / П.А. Воронин. – М.: Издательский дом «Додэка-XXI», 2001.