

Министерство образования и науки Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Н. С. Легостаев, К. В. Четвергов

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

Томск
«Эль Контент»
2011

УДК 621.382:539.2(075.8)

ББК 32.852я73

Л387

Рецензенты:

Смирнов С. В., докт. техн. наук, проф. кафедры физической электроники
ТУСУРа;

Михальченко Г. Я., докт. техн. наук, проф., директор ООО «Компания
промышленная электроника»

Легостаев Н. С.

Л387 Твердотельная электроника : учебное пособие / Н. С. Легостаев,
К. В. Четвергов. — Томск : Эль Контент, 2011. — 244 с.

ISBN 978-5-4332-0021-0

Рассматриваются физические основы и математическое описание процессов, определяющих принцип действия твердотельных приборов, явления переноса в твердых телах, контактные явления в полупроводниках и структурах металл-полупроводник, металл-диэлектрик-полупроводник, изотипные и анизотипные гетеропереходы. Рассмотрены принципы действия и характеристики полупроводниковых диодов, биполярных транзисторов, тиристоров, МДП-транзисторов, полевых транзисторов с управляющим переходом, оптоэлектронных полупроводниковых приборов, а также полупроводниковых термоэлектрических и гальваномагнитных приборов.

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению 210100 «Электроника и нанoeлектроника».

УДК 621.382:539.2(075.8)

ББК 32.852я73

ISBN 978-5-4332-0021-0

© Легостаев Н. С.,
Четвергов К. В., 2011
© Оформление.
ООО «Эль Контент», 2011

Оглавление

Введение	6
1 Физические основы твердотельной электроники	8
1.1 Зонная структура полупроводников	8
1.2 Распределение носителей заряда в полупроводниках	10
1.3 Процессы переноса заряда в полупроводниках	17
1.4 Поверхностные явления в полупроводниках	21
1.5 Диэлектрическая релаксация	27
2 Контактные явления	30
2.1 Электрические переходы	30
2.2 Электронно-дырочные переходы	31
2.3 Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии	33
2.4 Электронно-дырочный переход в неравновесном состоянии	37
2.5 Вольт-амперная характеристика идеализированного электронно-дырочного перехода	41
2.6 Статическая вольт-амперная характеристика реального электронно-дырочного перехода	46
2.7 Пробой электронно-дырочного перехода	49
2.8 Динамические параметры электронно-дырочного перехода	52
2.9 Переходные процессы в электронно-дырочном переходе	54
2.10 Контакты металл-полупроводник	57
2.11 Выпрямляющие контакты металл-полупроводник	59
2.12 Омические контакты	65
2.13 Структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП-структуры) . .	67
2.14 Гетеропереходы	72
3 Полупроводниковые диоды	82
3.1 Общие сведения	82
3.2 Выпрямительные диоды	83
3.3 Импульсные диоды	84
3.4 Диоды Шоттки	85
3.5 Стабилитроны и стабилитроны	86
3.6 Варикапы	90
3.7 Туннельные диоды и обращенные диоды	91
4 Биполярные транзисторы	99
4.1 Структура и основные режимы работы	99

4.2	Распределение стационарных потоков носителей заряда	102
4.3	Собственные статические параметры транзистора	105
4.4	Модель Эберса-Молла биполярного транзистора	111
4.5	Модуляция толщины базы	115
4.6	Пробой биполярных транзисторов	120
4.7	Статические характеристики	122
4.8	Динамические параметры транзистора	128
4.9	Линейные модели биполярного транзистора	134
4.10	Усилительные свойства транзистора	139
4.11	Работа биполярного транзистора в импульсном режиме	144
4.12	Зависимость параметров от режима работы	149
5	Тиристоры	153
5.1	Диодные тиристоры	154
5.2	Триодные тиристоры	159
5.3	Симметричные тиристоры	161
5.4	Способы управления тиристорами	163
6	Полевые транзисторы	168
6.1	Полевые транзисторы с управляющим переходом	169
6.2	Статические характеристики полевых транзисторов с управляющим p - n -переходом	171
6.3	Малосигнальные параметры полевых транзисторов с управляющим переходом	175
6.4	Эквивалентные схемы полевых транзисторов с управляющим переходом	178
6.5	Инерционные свойства полевых транзисторов с управляющим переходом	180
6.6	Полевые транзисторы с изолированным затвором	181
6.7	МДП-транзисторы с индуцированным каналом	182
6.8	Статические характеристики МДП-транзисторов с индуцированным каналом	184
6.9	МДП-транзисторы со встроенным каналом	187
6.10	Статические параметры МДП-транзисторов	189
6.11	Эквивалентные схемы МДП-транзисторов	192
6.12	Инерционные свойства МДП-транзисторов	194
6.13	Усилительные свойства полевых транзисторов	194
6.14	Работа полевых транзисторов в импульсном режиме	198
7	Оптоэлектронные полупроводниковые приборы	203
7.1	Классификация оптоэлектронных приборов	203
7.2	Фототранзисторы	204
7.3	Оптоэлектронные пары	209
8	Полупроводниковые термоэлектрические и гальваномагнитные приборы	214
8.1	Терморезисторы	214

8.2 Полупроводниковые термоэлектрические устройства	218
8.3 Полупроводниковые гальваномагнитные приборы	221
Заключение	228
Список рекомендуемой литературы	229
Список условных обозначений	231
Глоссарий	234

ВВЕДЕНИЕ



.....
Электроника представляет собой область науки и техники, включающую исследование явлений взаимодействия электронов с электромагнитными полями в вакууме, газовой среде или твердом теле, а также разработку и практическое применение приборов, в которых это взаимодействие используется для преобразования электромагнитной энергии (электронных приборов).
.....

В составе электроники выделяют следующие области: *вакуумную электронику, твердотельную электронику и квантовую электронику*. Каждая из областей содержит ряд разделов и ряд направлений.

Раздел объединяет комплексы однородных физико-химических явлений и процессов, которые имеют фундаментальное значение для разработки многих классов электронных приборов данной области. Совокупность разделов всех областей электроники составляет *физическую электронику*.

Направление охватывает методы конструирования и расчёта электронных приборов, родственных по принципам действия или по выполняемым функциям, а также способы изготовления этих приборов. Совокупность направлений всех областей электроники образует *техническую электронику*.

Одним из основных направлений технической электроники является *промышленная электроника*, обеспечивающая внедрение электронных устройств во все отрасли производства, науки, техники и быта.

Разделы и направления твердотельной электроники — полупроводниковая электроника, диэлектрическая электроника, магнитоэлектроника, акустоэлектроника и пьезоэлектроника, криоэлектроника, разработка и изготовление резисторов. Наиболее значимой на современном этапе развития является полупроводниковая электроника.

Электроника находится в стадии интенсивного развития, для неё характерно появление новых областей и создание новых направлений в уже существующих областях.

Одна из основных проблем, стоящих перед электроникой, связана с требованием улучшения технических параметров электронных систем с одновременным уменьшением их габаритов и потребляемой энергии. Решение проблемы миниа-

тиоризации электронной аппаратуры связано с современным этапом развития электроники — микроэлектроникой.



.....
Микроэлектроника — это область электроники, охватывающая исследование, конструирование, производство и применение электронных функциональных узлов, блоков и устройств в микроминиатюрном интегральном исполнении.

В учебном пособии рассмотрены вопросы полупроводниковой электроники: физические основы, принцип действия и характеристики основных полупроводниковых приборов.

Соглашения, принятые в книге

Для улучшения восприятия материала в данной книге используются пиктограммы и специальное выделение важной информации.



.....
Эта пиктограмма означает определение или новое понятие.



.....
 Эта пиктограмма означает внимание. Здесь выделена важная информация, требующая акцента на ней. Автор здесь может поделиться с читателем опытом, чтобы помочь избежать некоторых ошибок.



Выводы

.....
 Эта пиктограмма означает выводы. Здесь автор подводит итоги, обобщает изложенный материал или проводит анализ.



Контрольные вопросы по главе

.....

Глава 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1.1 Зонная структура полупроводников

При образовании кристаллической решетки происходит обменное взаимодействие атомов, которое обусловлено перекрытием их электронных оболочек. Вследствие обменного взаимодействия каждый дискретный энергетический уровень изолированных атомов расщепляется на ряд близко расположенных энергетических уровней, число которых равно числу атомов в кристалле. В результате расщепления энергетических уровней отдельных атомов образуются энергетические зоны, называемые разрешенными энергетическими зонами. Каждая зона занимает определенную область энергии и характеризуется минимальным и максимальным значениями энергии. Верхний энергетический уровень разрешенной зоны называется потолком, нижний — дном разрешенной энергетической зоны. Ширина разрешенных энергетических зон не зависит от размеров кристалла, а определяется лишь природой атомов, образующих твердое тело, и симметрией кристаллической решетки.

Энергетические уровни валентных электронов при расщеплении образуют валентную зону. Разрешенные энергетические уровни, свободные от электронов в невозбужденном состоянии атома, расщепляясь, образуют одну или несколько свободных зон. Нижнюю зону из свободных зон называют зоной проводимости.

Разрешенные энергетические зоны могут перекрывать друг друга или разделяться одна от другой интервалами, которые называются запрещенными зонами — областями значений энергии, которыми электроны в идеальном кристалле не могут обладать. С увеличением энергии электронов ширина разрешенных зон увеличивается, а ширина запрещенных зон уменьшается.

Важнейшие свойства твердых тел зависят от взаимного расположения и степени заполнения электронами именно валентной зоны и зоны проводимости. В силу

этого наибольшее значение имеет запрещенная зона, разделяющая валентную зону и зону проводимости. Ширина этой запрещенной зоны является основным параметром, определяющим электрические свойства твердого тела, и представляет собой разность энергий дна зоны проводимости и потолка валентной зоны:

$$\Delta E_g = (E_c - E_v), \quad (1.1)$$

где E_c — энергия дна зоны проводимости; E_v — энергия потолка валентной зоны.

Примеси или дефекты кристаллической решетки создают энергетические уровни, расположенные в запрещенной зоне. Процентное содержание примесных атомов обычно очень мало, а расстояния между ними достаточно велики, следовательно, по отношению друг к другу их можно рассматривать как изолированные атомы, энергетические уровни которых не расщепляются и не образуют энергетических зон.

Донорная примесь образует локальный энергетический уровень (*донорный уровень*), расположенный в запрещенной энергетической зоне вблизи дна зоны проводимости, занятый в невозбужденном состоянии электроном. При возбуждении донорная примесь отдает электрон в зону проводимости. Расстояние между донорным уровнем и дном зоны проводимости равно энергии ионизации донорной примеси.

Акцепторная примесь образует локальный энергетический уровень (*акцепторный уровень*), расположенный в запрещенной энергетической зоне вблизи потолка валентной зоны, свободный от электрона в невозбужденном состоянии. При возбуждении акцепторная примесь захватывает электрон из валентной зоны. Расстояние между акцепторным уровнем и потолком валентной зоны равно энергии ионизации акцепторной примеси.

С увеличением концентрации примесей расстояния между примесными атомами уменьшаются и их энергетические уровни постепенно превращаются в *примесные энергетические зоны*. При достижении определенной концентрации примесей примесные энергетические зоны сливаются с ближайшими энергетическими зонами кристалла, в результате чего образуется зонная структура, близкая к зонной структуре металлов. Такой примесный полупроводник называют *вырожденным полупроводником* или *полуметаллом*.

Некоторые примеси обладают сравнительно высокой энергией ионизации и образуют энергетические уровни, расположенные вблизи середины запрещенной зоны (например, золото в кремнии). Введение таких примесей существенно облегчает генерацию и рекомбинацию свободных электронов. Энергетические уровни примесей с высокой энергией ионизации называют *генерационно-рекомбинационными центрами*.

Существуют примеси, создающие энергетические уровни (*ловушки*), расположенные вблизи середины верхней или нижней половин запрещенной зоны. Такие уровни захватывают носители из ближайшей разрешенной энергетической зоны и через некоторое время отдают их в ту же зону.

1.2 Распределение носителей заряда в полупроводниках

Концентрация носителей заряда в пределах разрешенной энергетической зоны полупроводникового кристалла определяется выражением

$$N = \frac{1}{V} \int_{E_d}^{E_n} 2\delta(E)g(E) dE, \quad (1.2)$$

где V — объем кристалла; $\delta(E)$ — вероятность заполнения энергетического уровня носителями заряда; $g(E)$ — плотность энергетических уровней в разрешенной зоне; E_d , E_n — энергии дна и потолка разрешенной зоны соответственно.

Равновесная концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике

Вероятность $\delta_n(E)$ заполнения электроном энергетического уровня определяется статистической функцией Ферми-Дирака:

$$\delta_n(E) = \frac{1}{\exp \frac{E - E_F}{kT} + 1}, \quad (1.3)$$

где E_F — энергия Ферми; E — энергия соответствующего уровня; T — термодинамическая температура; k — постоянная Больцмана.

Из формулы (1.3) видно, что при температуре абсолютного нуля все энергетические состояния с энергией, большей энергии Ферми, свободны, а все энергетические состояния с энергией, меньшей энергии Ферми, заняты электронами.



Выводы

Таким образом, энергия Ферми есть максимально возможная энергия электронов при температуре абсолютного нуля.

Энергетический уровень, соответствующий энергии Ферми, называется *уровнем Ферми*. При любой температуре, отличной от температуры абсолютного нуля, вероятность заполнения уровня Ферми равна $1/2$, а это значит, что уровень Ферми заполнен наполовину.

Любой энергетический уровень либо занят электроном, либо свободен (занят дыркой), поэтому сумма вероятностей этих двух событий равна единице. Тогда вероятность заполнения энергетического уровня дыркой определяется как

$$\delta_p(E) = 1 - \delta_n(E) = \frac{1}{\exp \left(-\frac{E - E_F}{kT} \right) + 1}. \quad (1.4)$$

Таким образом, статистическая функция Ферми-Дирака для дырок аналогична статистической функции Ферми-Дирака для электронов и отличается знаком показателя экспоненты, что хорошо согласуется с представлением о дырке как носителе положительного заряда.

Плотность энергетических уровней вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны:

$$g_c(E) = 2\pi V \frac{(2m_n^*)^{\frac{3}{2}} (E - E_c)^{\frac{1}{2}}}{(2\pi\hbar)^3}, \quad g_v(E) = 2\pi V \frac{(2m_p^*)^{\frac{3}{2}} (E_v - E)^{\frac{1}{2}}}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (1.5)$$

где m_n^* , m_p^* — эффективная масса электрона и дырки в кристалле;

Подставляя соотношения для $\delta_n(E)$ и $g_c(E)$ в (1.2), получим равновесную концентрацию электронов в зоне проводимости:

$$n_0 = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n^* kT}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{x^{\frac{1}{2}}}{e^{x - \frac{\chi_n}{\phi_T}} + 1} dx, \quad (1.6)$$

где $\chi_n = \frac{E_F - E_c}{q_e}$ — химический потенциал; $\phi_T = \frac{kT}{q_e}$ — температурный потенциал;
 q_e — заряд электрона; $x = \frac{E - E_c}{kT}$.

В невырожденных полупроводниках степень заполнения электронами энергетических уровней зоны проводимости мала, вероятность распределения электронов по энергетическим уровням будет определяться статистической функцией Максвелла-Больцмана:

$$\delta_n(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right). \quad (1.7)$$

Тогда равновесная концентрация электронов в зоне проводимости невырожденного полупроводника определяется выражением:

$$n_0 = 2 \left(\frac{m_n^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} = 2N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}}, \quad (1.8)$$

где $N_c = \left(\frac{m_n^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$ — эффективная плотность энергетических уровней в зоне проводимости.

Для невырожденных полупроводников $\exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right) \ll 1$, откуда следует, условие $n_0 \ll 2N_c$.



Выводы

Таким образом, у невырожденных полупроводников концентрация свободных электронов много меньше эффективной плотности состояний в зоне проводимостей.

В вырожденных полупроводниках степень заполнения электронами энергетических уровней зоны проводимости достаточно велика, следовательно, $e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} = e^{\frac{\chi - \chi_n}{\Phi_T}} \ll 1$. Тогда равновесная концентрация свободных электронов в зоне проводимости вырожденного полупроводника определяется выражением:

$$n_0 = \frac{8N_c}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_F - E_c}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (E_F - E_c)^{\frac{3}{2}}. \quad (1.9)$$

Для вырожденных полупроводников $e^{\frac{E_F - E_c}{kT}} \gg 1$, откуда следует, что $\frac{E_F - E_c}{kT} \gg 1$, следовательно, для вырожденных полупроводников выполняется условие $n_0 \gg 2N_c$.



Выводы

Таким образом, у вырожденных полупроводников концентрация свободных электронов много больше эффективной плотности состояний в зоне проводимостей и не зависит от температуры.

Равновесная концентрация дырок в валентной зоне невырожденного полупроводника определяется выражением

$$p_0 = 2 \left(\frac{m_p^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{E_v - E_F}{kT}} = 2N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}}, \quad (1.10)$$

где $N_v = \left(\frac{m_p^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$ — эффективная плотность энергетических уровней в валентной зоне.

Для невырожденных полупроводников $e^{\frac{E_v - E_F}{kT}} \ll 1$, откуда следует условие $p_0 \ll 2N_v$.



Выводы

Таким образом, у невырожденных полупроводников концентрация дырок много меньше эффективной плотности состояний в валентной зоне.

Равновесная концентрация дырок в валентной зоне вырожденного полупроводника:

$$p_0 = \frac{8N_v}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_v - E_F}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (E_v - E_F)^{\frac{3}{2}}. \quad (1.11)$$

Для вырожденных полупроводников $e^{\frac{E_v - E_F}{kT}} \gg 1$, откуда следует, что $\frac{E_v - E_F}{kT} \gg 1$, следовательно, для вырожденных полупроводников выполняется условие $p_0 \gg 2N_v$.

.....  **Выводы**

Таким образом, у вырожденных полупроводников концентрация дырок много больше эффективной плотности состояний в валентной зоне и не зависит от температуры.

В собственном полупроводнике одновременно возникают два вида носителей заряда — электроны и дырки, поэтому собственные концентрации n_i электронов и p_i дырок в невырожденном полупроводнике:

$$n_i = p_i = 2\sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}} = 2 \left(\frac{k}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_n^* m_p^*)^{\frac{3}{4}} T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}. \quad (1.12)$$

Положение уровня Ферми в собственном невырожденном полупроводнике:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right). \quad (1.13)$$

Из выражения (1.13) следует, что при равенстве эффективных масс электрона и дырки уровень Ферми в собственном невырожденном полупроводнике располагается посередине запрещенной зоны:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} = E_i, \quad (1.14)$$

где E_i — уровень энергии, соответствующий середине запрещенной зоны.

Равновесные концентрации электронов и дырок в невырожденном полупроводнике выражаются через собственные концентрации носителей заряда:

$$n_0 = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}}, \quad p_0 = p_i e^{-\frac{E_F - E_i}{kT}}. \quad (1.15)$$

Из выражений (1.15) следует, что

$$n_0 p_0 = n_i p_i = n_i^2. \quad (1.16)$$



.....
Соотношение $n_0 p_0 = n_i^2$ выражает закон действующих масс, в соответствии с которым в невырожденном полупроводнике произведение концентраций свободных электронов и дырок при термодинамическом равновесии есть постоянная величина, равная квадрату собственной концентрации при данной температуре.

Закон действующих масс справедлив как для собственных полупроводников, так и для примесных невырожденных полупроводников, то есть в любом невырожденном полупроводнике увеличение концентрации носителей одного знака приводит к уменьшению концентрации носителей противоположного знака. Следует отметить, что произведение электронной и дырочной концентраций не зависит от положения уровня Ферми.

Равновесная концентрация носителей заряда в примесном полупроводнике

В примесном полупроводнике, одновременно содержащем как донорные, так и акцепторные примеси, равновесная концентрация свободных электронов обусловлена собственной концентрацией свободных электронов и концентрацией ионизированных доноров, а равновесная концентрация дырок — собственной концентрацией дырок и концентрацией ионизированных акцепторов:

$$n_0 = n_i + N_D^+ = n_i + N_D - n_D, \quad p_0 = p_i + N_A^- = p_i + N_A - p_A,$$

где $N_D^+ = N_D - n_D$ — концентрация ионизированных доноров; N_D — концентрация донорной примеси; n_D — концентрация электронов на донорных энергетических уровнях; $N_A^- = N_A - p_A$ — концентрация ионизированных акцепторов; N_A — концентрация акцепторной примеси; p_A — концентрация дырок на акцепторных энергетических уровнях.

Образование электронов и дырок, обусловленное ионизацией примесей, сопровождается появлением положительных ионов из атомов доноров и отрицательных ионов из атомов акцепторов, поэтому условие электрической нейтральности примесного полупроводника имеет вид

$$n_0 + N_A^- = p_0 + N_D^+. \quad (1.17)$$

Степень ионизации примеси зависит от температуры. Температура, при которой наступает полная ионизация примеси, носит название *температуры ионизации*, которую обозначим T_1 .



Выводы

.....
Для примесных полупроводников характерно существенное преобладание концентрации свободных носителей заряда примесного происхождения над концентрацией собственных носителей.

При увеличении температуры собственная концентрация носителей заряда растет, и при некоторой температуре, называемой *критической температурой полупроводника*, доля собственной концентрации становится такова, что электрофизические свойства примесного полупроводника приближаются к свойствам собственного полупроводника. Критическую температуру полупроводника обозначим через T_2 .



.....
Температурный диапазон от температуры ионизации примеси до критической температуры полупроводника является диапазоном рабочих температур примесного полупроводника.

Для полупроводников n -типа, не содержащих акцепторных примесей, в диапазоне рабочих температур собственной концентрацией свободных носителей заряда можно пренебречь, тогда условие электрической нейтральности (1.17) принимает вид:

$$n_n = N_D, \quad (1.18)$$

где n_n — равновесная концентрация свободных электронов в полупроводнике n -типа.

Если полупроводник является невырожденным, то равновесную концентрацию дырок можно найти, используя закон действующих масс:

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_D}, \quad (1.19)$$

где p_n — равновесная концентрация дырок в полупроводнике n -типа.

Из выражений (1.18) и (1.19) следует, что *равновесная концентрация электронов не зависит от температуры, а концентрация дырок характеризуется сильной зависимостью от температуры.*

Положение уровня Ферми в диапазоне рабочих температур:

$$E_F = E_c - kT \ln \frac{2N_c}{N_D}, \quad (1.20)$$

откуда следует, что *в диапазоне рабочих температур уровень Ферми лежит тем выше, чем больше концентрация доноров и чем ниже температура.*

Для полупроводников p -типа, не содержащих донорных примесей, в диапазоне рабочих температур условие электрической нейтральности (1.17) принимает вид:

$$p_p = N_A. \quad (1.21)$$

Если полупроводник является невырожденным, то равновесную концентрацию свободных электронов можно найти, используя закон действующих масс:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (1.22)$$

Из выражений (1.21) и (1.22) следует, что *равновесная концентрация дырок не зависит от температуры, а концентрация свободных электронов характеризуется сильной зависимостью от температуры.*

Положение уровня Ферми в диапазоне рабочих температур:

$$E_F = E_v + kT \ln \frac{2N_v}{N_A}, \quad (1.23)$$

откуда следует, что в диапазоне рабочих температур уровень Ферми лежит тем ниже, чем больше концентрация акцепторов и чем ниже температура.

Неравновесная концентрация носителей заряда в полупроводнике

Под влиянием нетепловых внешних энергетических воздействий (электрических и магнитных полей, облучения светом или частицами высоких энергий и др.), а также некоторых процессов (инжекции, экстракции, аккумуляции и др.) нарушается состояние термодинамического равновесия полупроводника, то есть дополнительно к равновесным носителям заряда возникают носители, которые не находятся в состоянии теплового равновесия с кристаллом. Такие носители заряда называются *неравновесными*. Неравновесные концентрации электронов n в зоне проводимости и дырок p в валентной зоне можно представить в виде:

$$n = n_0 + \Delta n; \quad p = p_0 + \Delta p, \quad (1.24)$$

где Δn , Δp — избыточные концентрации электронов и дырок соответственно.

Равновесные концентрации электронов n_0 и дырок p_0 в полупроводнике однозначно связаны с положением уровня Ферми.

Распределение неравновесных носителей заряда по энергетическим уровням отличается от равновесного распределения, определяемого статистическими функциями Ферми-Дирака (1.3), (1.4). При описании неравновесных концентраций носителей заряда используют формальные параметры — квазиуровни Ферми E_{F_n} для электронов и E_{F_p} для дырок. Квазиуровни выбирают так, чтобы выполнялись соотношения:

$$n = n_0 + \Delta n = 2N_c e^{-\frac{E_c - E_{F_n}}{kT}}, \quad p = p_0 + \Delta p = 2N_v e^{-\frac{E_v - E_{F_p}}{kT}}. \quad (1.25)$$

Положения квазиуровней Ферми определяются выражениями:

$$E_{F_n} = E_c - kT \ln \frac{2N_c}{n_0 + \Delta n}, \quad E_{F_p} = E_v + kT \ln \frac{2N_v}{p_0 + \Delta p}. \quad (1.26)$$

В состоянии термодинамического равновесия ($\Delta n = \Delta p = 0$) квази-уровни Ферми совпадают с равновесным уровнем Ферми ($E_{F_n} = E_{F_p} = E_F$), но в общем случае один из квазиуровней расположен выше, а другой ниже равновесного уровня Ферми.

Из выражений (1.25) следует $np = n_i^2 e^{\frac{E_{F_n} - E_{F_p}}{kT}}$, то есть при наличии неравновесных носителей заряда закон действующих масс не выполняется, а разность $(E_{F_n} - E_{F_p})$ квазиуровней Ферми для электронов и дырок можно использовать в качестве меры отклонения неравновесных концентраций носителей заряда от равновесных концентраций.

При малых отклонениях от состояния термодинамического равновесия, когда $np \approx n_0 p_0$, $\Delta n \approx 0$, $\Delta p \approx 0$, справедливо соотношение $E_{F_n} \approx E_{F_p} \approx E_F$, которое позволяет для неравновесных состояний пользоваться понятием уровня Ферми, общего для электронов и дырок.

1.3 Процессы переноса заряда в полупроводниках

При воздействии на полупроводник внешних полей, например электрического, магнитного, теплового, нарушается состояние термодинамического равновесия и носители заряда приобретают ненулевую скорость упорядоченного движения. Процессы упорядоченного движения носителей заряда являются неравновесными и называются процессами переноса.

В отсутствие градиента температуры важнейшими факторами, вызывающими направленное движение носителей заряда, являются электрическое поле и пространственная неоднородность концентраций носителей заряда.

Дрейф носителей заряда



Направленное движение носителей заряда под действием электрического поля называют дрейфом.

Дрейф свободных носителей заряда характеризуется скоростями дрейфа. Скорость $v_{др.p}$ дрейфа дырок и скорость $v_{др.n}$ дрейфа электронов представляют собой усредненные приращения скоростей дырок и электронов за время свободного пробега:

$$v_{др.p} = \mu_p E, \quad v_{др.n} = \mu_n E, \quad (1.27)$$

где μ_p и μ_n — подвижности дырок и электронов соответственно.

На подвижность носителей заряда в основном влияют хаотические тепловые колебания атомов кристаллической решетки и электрические поля ионизированных примесей.

В области рабочих температур подвижность свободных носителей заряда определяется *правилом Матиссена*:

$$\mu^{-1} = \mu_L^{-1} + \mu_I^{-1}, \quad (1.28)$$

где $\mu_L \sim (m^*)^{-\frac{5}{2}} T^{-\frac{3}{2}}$ — подвижность, связанная с рассеянием носителей заряда на фононах; $\mu_I \sim (m^*)^{-\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}} N$ — подвижность, связанная с рассеянием носителей заряда на ионах примеси; N — концентрация ионизированной примеси.

Подвижности μ_L и μ_I , а следовательно, и результирующая подвижность μ обратно пропорциональны эффективной массе носителей заряда. Как правило, эффективная масса электрона меньше эффективной массы дырки, поэтому $\mu_n > \mu_p$.

При невысокой концентрации примеси выполняется условие $\mu_L < \mu_I$ и, следовательно, $\mu \approx \mu_L$. В этом случае

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^c, \quad (1.29)$$

где T_0 — произвольная фиксированная температура, например, $T_0 = 300\text{K}$; μ_0 — подвижность носителей заряда при температуре T_0 .

Для кремния n -типа $c = 2,6$; для кремния p -типа $c = 2,3$; для арсенида галлия n -типа $c = 1,0$; для арсенида галлия p -типа $c = 2,1$.

При достаточно низких температурах $\mu_I < \mu_L$ и, следовательно, $\mu \approx \mu_I \sim T^{\frac{3}{2}}$.

Подвижность носителей заряда зависит от концентрации примеси: рост концентрации вызывает уменьшение подвижности μ_I , а значит, и уменьшение результирующей подвижности μ .

Важную роль играет зависимость подвижности от напряженности электрического поля. В слабых электрических полях подвижность носителей заряда в основном определяется средней тепловой скоростью, то есть слабо зависит от напряженности электрического поля. В сильных электрических полях ($E \sim 10^4 - 10^5$ В/см) дрейфовая составляющая полной средней скорости носителей заряда, которая зависит от напряженности поля, приближается к тепловой составляющей, поэтому зависимость подвижности от напряженности электрического поля становится ощутимой. Так как с ростом напряженности электрического поля полная средняя скорость носителей заряда увеличивается, то подвижность носителей заряда будет уменьшаться. Напряженность электрического поля, при которой дрейфовая составляющая полной средней скорости носителей заряда становится сравнимой с тепловой составляющей, называется *критической напряженностью* $E_{кр}$.

Электронная $j_{др.н}$ и дырочная $j_{др.р}$ составляющие плотности дрейфового тока определяются выражениями

$$j_{др.н} = \sigma_n E = q_e n \mu_n E, \quad j_{др.р} = \sigma_p E = q_e p \mu_p E, \quad (1.30)$$

где σ_n, σ_p — удельные проводимости полупроводника при наличии в нем носителей заряда одного вида — электронов и дырок соответственно.

Поскольку знаки зарядов и направления движения электронов и дырок противоположны, то суммарная плотность дрейфового тока:

$$j_{др} = j_{др.н} + j_{др.р} = \sigma E, \quad (1.31)$$

где σ — удельная электрическая проводимость полупроводника с учетом свободных электронов и дырок, определяемая соотношением

$$\sigma = q_e (n \mu_n + p \mu_p). \quad (1.32)$$

Диффузия носителей заряда



.....
Направленное движение носителей заряда под действием градиента их концентрации называют диффузией.
.....

Поток частиц при диффузии определяется выражениями:

$$\Phi_n = -D_n \text{grad } n, \quad \Phi_p = -D_p \text{grad } p, \quad (1.33)$$

где D_n, D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно.

Знак «минус» в уравнениях обусловлен тем, что вектор градиента направлен в сторону возрастания концентраций, а электроны и дырки диффундируют в сторону уменьшения концентраций.

С учетом принятого направления электрического тока как движения положительных зарядов диффузионный ток электронов совпадает с направлением вектора градиента концентрации, а диффузионный дырочный ток направлен против вектора градиента концентрации:

$$j_{\text{диф.}n} = q_e D_n \text{grad } n, \quad j_{\text{диф.}p} = -q_e D_p \text{grad } p. \quad (1.34)$$

Коэффициенты диффузии связаны с подвижностями носителей заряда соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = \phi_T \mu_n, \quad D_p = \phi_T \mu_p. \quad (1.35)$$

Плотности токов, обусловленных дрейфом и диффузией:

$$j_n = j_{\text{др.}n} + j_{\text{диф.}n} = q_e n \mu_n E + q_e D_n \text{grad } n, \quad (1.36)$$

$$j_p = j_{\text{др.}p} + j_{\text{диф.}p} = q_e p \mu_p E - q_e D_p \text{grad } p. \quad (1.37)$$

Уравнение непрерывности

Расчет токов в полупроводниках требует предварительного определения концентраций свободных носителей заряда, которые в общем случае зависят от времени и пространственных координат. Концентрации свободных носителей заряда являются решениями уравнений непрерывности потока частиц.



.....
Уравнения непрерывности представляют собой дифференциальные уравнения в частных производных, которые связывают изменения концентраций свободных носителей заряда в полупроводнике с их генерацией, рекомбинацией, дрейфовым и диффузионным движением. Физически уравнения выражают условия сохранения количества носителей заряда.
.....

Уравнения непрерывности для электронов и дырок имеют вид:

$$\frac{\partial n(t, x)}{\partial t} = G - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q_e} \text{div } j_n, \quad \frac{\partial p(t, x)}{\partial t} = G - \frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q_e} \text{div } j_p, \quad (1.38)$$

где G — удельная скорость генерации носителей заряда; τ_n , τ_p — время жизни электронов и дырок соответственно.

С учетом (1.36) и (1.37) одномерные уравнения непрерывности для электронов и дырок принимают вид:

$$\frac{\partial n(t, x)}{\partial t} = G - \frac{n - n_0}{\tau_n} + n \mu_n \frac{dE}{dx} + \mu_n E \frac{dn}{dx} + D_n \frac{d^2 n}{dx^2}, \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial p(t, x)}{\partial t} = G - \frac{p - p_0}{\tau_p} - p \mu_p \frac{dE}{dx} - \mu_p E \frac{dp}{dx} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2}. \quad (1.40)$$

Важным частным случаем уравнений непрерывности являются *уравнения диффузии*. Уравнения диффузии описывают диффузионное движение свободных носителей заряда при отсутствии в полупроводнике электрического поля, без учета действия внешних энергетических факторов ($G = 0$), но с учетом процессов рекомбинации:

$$\frac{\partial n(t, x)}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{d^2 n}{dx^2}, \quad \frac{\partial p(t, x)}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2}. \quad (1.41)$$

Стационарные уравнения диффузии имеют вид:

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{\tau_n} = 0, \quad D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_0}{\tau_p} = 0. \quad (1.42)$$

При одномерной диффузии неравновесных электронов, вызванной избыточной концентрацией $\Delta n(0)$ из точки $x = 0$ внутрь полупроводника, концентрация избыточных электронов вследствие рекомбинации будет уменьшаться с ростом x , так что $\lim_{x \rightarrow \infty} \Delta n(x) = 0$. При указанных граничных условиях решение уравнения диффузии для электронов имеет вид:

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right), \quad (1.43)$$

где $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ — *диффузионная длина электронов*.



.....
Диффузионная длина определяет расстояние от источника избыточной концентрации носителей заряда, на котором избыточная концентрация уменьшается в e раз.
.....

Плотность диффузионного тока в этом случае:

$$j_n(x) = q_e D_n \frac{dn}{dx} = \frac{q_e D_n \Delta n(0)}{L_n} e^{-\frac{x}{L_n}} = j_n(0) e^{-\frac{x}{L_n}}.$$



.....
Для приближенного анализа нестационарных (переходных) процессов накопления и рассасывания неравновесных носителей заряда широко применяется уравнение заряда, которое является следствием уравнений непрерывности.
.....

Уравнение заряда получают интегрированием уравнений непрерывности по конечной пространственной области:

$$\frac{dQ_n}{dt} + \frac{Q_n}{\tau_n} = I_n, \quad \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p} = I_p, \quad (1.44)$$

где Q_n, Q_p — абсолютная величина полного заряда неравновесных электронов и дырок в рассматриваемой области; I_n, I_p — полный ток электронов и дырок через поверхность рассматриваемой области.

Решение уравнения заряда для электронов, удовлетворяющее начальным условиям $Q_n(t_0) = Q_{n0}$, в общем случае имеет вид

$$Q_n(t) = e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} Q_{n0} + \int_{t_0}^t e^{-\frac{t-\xi}{\tau_n}} I_n(\xi) d\xi. \quad (1.45)$$

При $I_n = \text{const}$ закон изменения заряда внутри пространственной области определяется выражением:

$$Q_n(t) = e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} Q_{n0} + I_n \tau_n \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} \right), \quad (1.46)$$

которое отражает процесс накопления носителей заряда в случае $I_n > 0$ и процесс рассасывания носителей заряда в случае $I_n < 0$.

Накопление заряда величиной $Q_n = \tau_n I_n$ теоретически происходит в течение бесконечного интервала времени. Практически время накопления носителей заряда оценивается от момента времени t_1 , когда $Q_n(t_1) = 0,1 \tau_n I_n$, до момента времени t_2 , когда $Q_n(t_2) = 0,9 \tau_n I_n$, и составляет $t_{\text{нак}} \approx 2,2 \tau_n$.

Время рассасывания неравновесного заряда определяется из условий $Q_{n0} > 0$, $Q_n(t_0 + t_{\text{рас}}) = 0$ и составляет $t_{\text{рас}} = \tau_n \ln \left(1 - \frac{Q_{n0}}{I_n \tau_n} \right)$.

1.4 Поверхностные явления в полупроводниках

Эффект поля

В широком смысле эффектом поля называют управление электрофизическими параметрами поверхности твердого тела под воздействием электрического поля, приложенного по нормали к поверхности.



.....
Чаще всего под эффектом поля понимают изменение под действием электрического поля концентрации свободных носителей заряда в приповерхностной области полупроводника.
.....

При концентрациях свободных носителей заряда, характерных для полупроводниковых материалов, внешнее электрическое поле проникает вглубь полупроводника на расстояния, превышающие период кристаллической решетки. На глубине проникновения электрического поля происходит перераспределение свободных носителей заряда. Поскольку заряд свободных носителей или ионизированных примесей пространственно распределен в приповерхностной области полупроводника и эта область не является электрически нейтральной, она носит название *области пространственного заряда*. Электрическое поле в области пространственного заряда вызывает изменение потенциальной энергии электронов в этой области.

Поскольку на дне зоны проводимости кинетическая энергия электронов равна нулю, энергетическое положение дна зоны проводимости изменяется, повторяя пространственное изменение потенциальной энергии. Аналогичное изменение претерпевает энергетическое положение потолка валентной зоны. Этот эффект получил название *изгиба энергетических зон*.

Изгиб энергетических зон характеризуется *электростатическим потенциалом* ψ , который определяется как разность потенциалов между произвольной точкой области пространственного заряда и квазинейтральным объемом полупроводника:

$$\psi(x) = \frac{1}{q_e} \int_{\infty}^x E(x) dx.$$

Значение электростатического потенциала на поверхности полупроводника называют *поверхностным потенциалом*:

$$\psi_s = \psi(0) = \frac{1}{q_e} \int_{\infty}^0 E(x) dx.$$

Поверхностная концентрация n_s электронов и поверхностная концентрация p_s дырок выражаются соотношениями:

$$n_s = n_0 e^{\frac{q_e \psi_s}{kT}}, \quad p_s = p_0 e^{-\frac{q_e \psi_s}{kT}}.$$

В зависимости от направления и величины внешнего электрического поля и типа полупроводника различают 4 состояния поверхности полупроводника: *обогащение, обеднение, слабая и сильная инверсия*.



.....
Обогащение — состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация основных носителей больше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме.

Таблица 1.1 – Режим обогащения

Тип полупроводника	Направление внешнего поля	Поверхностные концентрации	Направление изгиба зон	Поверхностный потенциал
п-типа	внутрь	$n_s > n_0$	вниз	$\psi_s > 0$
р-типа	изнутри	$p_s > p_0$	вверх	$\psi_s < 0$



.....
Обеднение — состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация основных носителей меньше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме, но больше, чем поверхностная концентрация неосновных носителей.

Таблица 1.2 – Режим обеднения

Тип полупроводника	Направление внешнего поля	Поверхностные концентрации	Направление изгиба зон	Поверхностный потенциал
n-типа	изнутри	$p_s < n_s < n_0$	вверх	$\psi_s < 0$
				$ \psi_s < \phi_0$
р-типа	внутри	$n_s < p_s < p_0$	вниз	$\psi_s > 0$
				$\psi_s < \phi_0$

Переход от состояния обогащения к состоянию обеднения происходит при значении поверхностного потенциала $\psi_s = 0$, получившем название *потенциала плоских зон*. При этом концентрации основных и неосновных носителей на поверхности и в объеме совпадают.



.....
Слабая инверсия — состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем поверхностная концентрация основных, но меньше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме.

Таблица 1.3 – Режим слабой инверсии

Тип полупроводника	Направление внешнего поля	Поверхностные концентрации	Направление изгиба зон	Поверхностный потенциал
n-типа	изнутри	$n_s < p_s < n_0$	вверх	$\psi_s < 0$
				$\phi_0 < \psi_s < 2\phi_0$
р-типа	внутри	$p_s < n_s < p_0$	вниз	$\psi_s > 0$
				$\phi_0 < \psi_s < 2\phi_0$

Переход от области обеднения к области слабой инверсии происходит при значении поверхностного потенциала $|\psi_s| = \phi_0$, когда поверхностные концентрации носителей заряда совпадают с собственной концентрацией: $n_s = p_s = n_i$.



.....
Сильная инверсия — состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме.

Переход от области слабой инверсии к области сильной инверсии происходит при значении поверхностного потенциала $\psi_s = 2\phi_0$, получившем название *порогового потенциала*. При этом концентрация неосновных носителей на поверхности равна концентрации основных носителей в объеме полупроводника: $n_s = p_0$, $p_s = n_0$.

Таблица 1.4 – Режим сильной инверсии

Тип полу-проводника	Направление внешнего поля	Поверхностные концентрации	Направление изгиба зон	Поверхностный потенциал
n-типа	изнутри	$p_s > n_0$	вверх	$\psi_s < 0$
				$ \psi_s > 2\phi_0$
р-типа	внутрь	$n_s > p_0$	вниз	$\psi_s > 0$
				$\psi_s > 2\phi_0$

Часть области пространственного заряда, где суммарная концентрация свободных носителей электронов и дырок меньше, чем концентрация ионизированной примеси, называют *областью обеднения*. Часть области пространственного заряда, где концентрация свободных неосновных носителей больше, чем основных, получила название *инверсионного канала*.

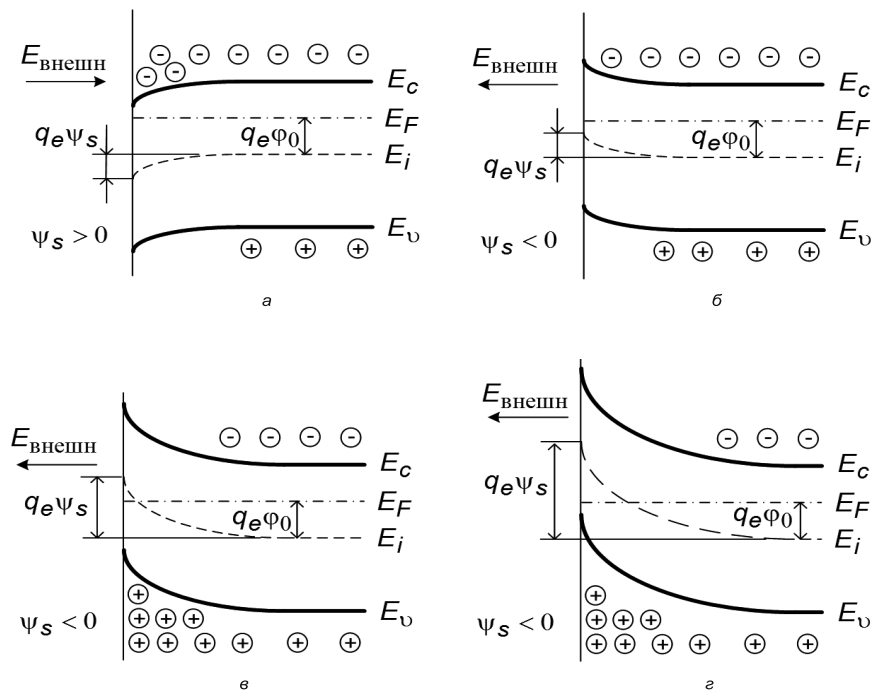


Рис. 1.1 – Зонные диаграммы приповерхностной области полупроводника *n*-типа: *а* – при обогащении; *б* – при обеднении; *в* – при слабой инверсии; *г* – при сильной инверсии

Дебаевская длина экранирования

Распределение ψ_s электростатического потенциала в области пространственного заряда полупроводника определяется решением уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{\lambda(x)}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (1.47)$$

где $\lambda(x)$ — объемная плотность заряда в области пространственного заряда.

Например, для полупроводника n -типа заряд области пространственного заряда определяется ионизированными донорами и свободными электронами, поэтому

$$\lambda(x) = q_e \left(N_D - n(x) \right). \quad (1.48)$$

При воздействии на полупроводник слабых электрических полей, когда $\psi_s \ll \phi_T$, справедливо

$$n(x) = n_0 e^{\frac{q_e \psi(x)}{kT}} \approx n_0 \left(1 + \frac{q_e \psi(x)}{kT} \right). \quad (1.49)$$

Подставляя (1.49) и (1.48) в (1.47) и учитывая, что $N_D = n_0$, получим

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} - \frac{\psi(x)}{L_D^2} = 0, \quad (1.50)$$

где L_D — дебаевская длина экранирования.

Дебаевская длина экранирования определяется выражением:

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 \phi_T}{q_e n_0}}. \quad (1.51)$$

Решение уравнения (1.51), удовлетворяющее граничным условиям $\psi(\infty) = 0$ и $\psi(0) = \psi_s$, имеет вид $\psi(x) = \psi_s e^{-\frac{x}{L_D}}$.

Таким образом, при малых возмущениях электростатический потенциал спадает вглубь полупроводника по экспоненциальному закону.



По физическому смыслу *дебаевская длина L_D экранирования характеризует глубину проникновения электрического поля в полупроводник при малых возмущениях.*

.....

Поверхностные состояния в полупроводниках

Одной из принципиальных особенностей, характеризующих поверхность полупроводников или границу раздела полупроводника с каким-либо веществом, является изменение энергетического спектра для электронов на поверхности по сравнению с объемом полупроводника. Это различие объясняется наличием на поверхности полупроводников поверхностных состояний, обусловленных нарушением на поверхности полупроводника периодичности кристаллической решетки, адсорбции примесей и поверхностных дефектов.



.....

Поверхностные состояния — это электронные состояния, пространственно локализованные на границе раздела полупроводника с какой-либо средой (диэлектрик, металл, газ, вакуум), энергетические уровни которых расположены в запрещенной зоне полупроводника.

.....

Различают донорные и акцепторные поверхностные состояния. Донорные поверхностные состояния заряжены положительно, если расположены выше уровня Ферми, и нейтральны, если расположены ниже уровня Ферми. Акцепторные поверхностные состояния нейтральны, если расположены выше уровня Ферми, и отрицательно заряжены, если расположены ниже уровня Ферми. Обычно на поверхности полупроводников в верхней половине запрещенной зоны расположены акцепторные поверхностные состояния, а в нижней половине — донорные поверхностные состояния.

По физической природе поверхностные состояния разделяют на следующие типы:

- *Поверхностные состояния, обусловленные обрывом периодической решетки кристалла (поверхностные состояния Тамма и поверхностные состояния Шокли).* Концентрация таких поверхностных состояний равна поверхностной концентрации атомов в кристалле, то есть величине порядка 10^{15} см^{-2} . Поверхностные состояния Тамма и Шокли представляют собой два частных случая одного и того же явления перестройки электронной структуры кристалла поверхностью, полученных на основе различных модельных представлений.
- *Поверхностные состояния, обусловленные дефектами кристаллической решетки на поверхности.* Эти состояния имеют природу, аналогичную энергетическим уровням дефектов, локализованных в объеме полупроводника.
- *Поверхностные состояния, обусловленные примесями в кристаллической решетки вблизи поверхности, адсорбцией атомов и молекул на поверхности полупроводника.*

В диапазоне рабочих температур полупроводниковых материалов на поверхностных уровнях находятся заряды. В соответствии с условием электрической нейтральности компенсация поверхностных зарядов обеспечивается образованием области пространственного заряда и сопровождается появлением электрического поля и изгибом энергетических зон.

При малой плотности отрицательных поверхностных состояний в полупроводнике *n*-типа образуется *обедненный слой*, так как основные носители заряда — электроны отталкиваются отрицательным поверхностным зарядом в глубину полупроводника.

При большой плотности отрицательных поверхностных состояний у поверхности полупроводника *n*-типа образуется слой с противоположным типом электропроводности — *инверсный слой*, под которым находится обедненный слой.

Если на поверхности полупроводника *n*-типа преобладают положительные поверхностные состояния, то в полупроводнике образуется *обогащенный слой*, по-

скольку основные носители заряда — электроны притягиваются к поверхности полупроводника положительным поверхностным зарядом.

В полупроводниках p -типа обедненный, инверсный и обогащенный слои образуются при противоположных знаках поверхностных состояний.

1.5 Диэлектрическая релаксация

При образовании внутри некоторой ограниченной области полупроводника избыточных концентраций носителей заряда возникает объемный заряд, вызывающий появление электрического поля, под действием которого неравновесные носители заряда будут покидать область своего первоначального сосредоточения. Такое рассасывание объемного заряда под действием собственного поля носит название *диэлектрической релаксации*, или *релаксации Максвелла*.

Анализ диэлектрической релаксации проводят с использованием уравнений непрерывности для электронов и дырок, не учитывая при этом генерацию, рекомбинацию и диффузию носителей заряда. Одномерные уравнения непрерывности (1.39), (1.40) при указанных условиях принимают вид:

$$\frac{\partial n(t, x)}{\partial t} = n\mu_n \frac{dE}{dx}, \quad \frac{\partial p(t, x)}{\partial t} = -p\mu_p \frac{dE}{dx}. \quad (1.52)$$

Из уравнений (1.52) следует уравнение релаксации в виде

$$\frac{d}{dt}(\Delta p - \Delta n) = -\frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}(\Delta p - \Delta n),$$

решение которого:

$$\Delta p - \Delta n = (\Delta p(0) - \Delta n(0))e^{-\frac{t}{\tau_{\text{рел}}}},$$

где $\Delta p(0) - \Delta n(0)$ — начальная избыточная концентрация носителей заряда; $\tau_{\text{рел}}$ — время диэлектрической релаксации, причем

$$\tau_{\text{рел}} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sigma} = \epsilon\epsilon_0\rho. \quad (1.53)$$



.....
Время диэлектрической релаксации определяет временной интервал, за который объемный заряд, нарушающий электрическую нейтральность полупроводника, уменьшается в e раз.

За интервал времени, равный $(3 \div 5)\tau_{\text{рел}}$, объемный заряд практически полностью рассасывается и электрическая нейтральность полупроводника восстанавливается.

Время диэлектрической релаксации зависит от диэлектрической проницаемости полупроводника и от его удельного сопротивления. Например, при $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ для кремния и германия $\tau_{\text{рел}} \approx 10^{-12} \text{ с}$. Столь малое значение является типичным для процессов диэлектрической релаксации и *делает справедливым использование*

принципа электрической нейтральности полупроводника при исследовании многих процессов.

С ростом удельного сопротивления время диэлектрической релаксации увеличивается и для собственных полупроводников должно было бы достигать сравнительно больших значений. Однако присутствие в ограниченной области полупроводника избыточных носителей заряда вызывает уменьшение удельного сопротивления данного ограниченного участка, способствуя тем самым уменьшению времени диэлектрической релаксации. В связи с этим даже в собственных полупроводниках значение времени диэлектрической релаксации обычно составляет величину порядка $\tau_{\text{рел}} \approx 10^{-12}$ с.



.....
Изменение удельного сопротивления участка полупроводника, вызванное накоплением избыточных концентраций носителей заряда, носит название эффекта модуляции проводимости.

Эффект модуляции проводимости играет важную роль в полупроводниковых приборах, особенно в режимах большого сигнала.

Существует два основных механизма диэлектрической релаксации, обусловленных начальной избыточной концентрацией основных либо неосновных носителей заряда.

Если начальный объемный заряд обусловлен основными носителями заряда, то процесс рассасывания объемного заряда происходит с постоянной времени $\tau_{\text{рел}}$.

Если же начальный объемный заряд обусловлен неосновными носителями, то с постоянной времени $\tau_{\text{рел}}$ происходит нейтрализация объемного заряда, а затем в условиях электрической нейтральности рассасывание избыточных концентраций электронов и дырок, но со скоростью, гораздо меньшей и определяемой временем жизни τ .



Контрольные вопросы по главе 1

.....

- 1) Определить концентрацию электронов (в см^{-3}) при $T = 300 \text{ K}$ в кристалле кремния, содержащем 10^{15} атомов сурьмы в куб. см.
 Ответ: 10^{15} см^{-3} .
- 2) Определить концентрацию дырок (в см^{-3}) при $T = 300 \text{ K}$ в кристалле кремния, содержащем 10^{16} атомов сурьмы в куб. см.
 Ответ: 10^4 см^{-3} .
- 3) Определить удельную проводимость образца кремния (в мкСм/см) при температуре $T = 300 \text{ K}$, если концентрация акцепторов в полупроводнике $2,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и концентрация доноров $2,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Подвижность электронов в кремнии $1500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, дырок в кремнии $600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Ответ округлить до целого числа.

Ответ: 96 мкСм/см.

- 4) Направленное движение носителей заряда под действием электрического поля называют:
- дрейфом,
 - диффузией,
 - подвижностью носителей заряда.

Ответ: дрейфом.

- 5) Величину, численно равную средней скорости направленного движения носителей заряда в электрическом поле с напряженностью, равной единице, называют:
- коэффициентом диффузии,
 - длиной свободного пробега,
 - подвижностью носителей заряда,
 - диффузионной длиной.

Ответ: подвижностью носителей заряда.

- 6) Образец из полупроводника прямоугольной формы размером $0,25 \times 0,25 \times 0,05$ см³ содержит 10^{15} носителей заряда в 1 см³. К двум противоположным узким граням приложено напряжение $U = 15$ В. Найти значение тока в мА, полагая подвижность носителей заряда 500 см²/В·с.

Ответ: 60 мА.

- 7) Диффузионная длина — это:
- а) расстояние, на котором при одномерной диффузии в полупроводнике без электрического поля в нем избыточная концентрация носителей заряда уменьшается вследствие рекомбинации в 2,72 раза;
 - б) расстояние, на которое носители заряда диффундируют за время жизни;
 - в) среднее расстояние, проходимое носителями заряда между двумя последовательными актами рассеяния;
 - г) величина, связанная с временем жизни неравновесных носителей заряда соотношениями $L = \sqrt{D\tau}$.

Ответ: а, б, г.

Глава 2

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

2.1 Электрические переходы

Важнейшими структурными элементами большинства полупроводниковых приборов являются так называемые *электрические переходы*, физические процессы в которых и определяют принцип действия соответствующих полупроводниковых приборов.



.....
Электрическим переходом называется переходный слой между областями твердого тела с различными типами или значениями проводимости.
.....



.....
Электрический переход между областями полупроводника с электропроводностью p - и n -типов, в котором существует диффузионное электрическое поле и сохраняется монокристаллическая структура полупроводника, называют электронно-дырочным или p - n -переходом.
.....



.....
Электрические переходы между областями полупроводника с различной концентрацией примесей одного типа называют электронно-электронными (n - n^+) или дырочно-дырочными (p - p^+).
.....

Знак «+» условно обозначает область с более высокой электропроводностью (более легированную область).

Промежуточным случаем между переходом p - p^+ -(или n - n^+) и p - n -переходом является p - i - (или n - i)-переход, то есть электрический переход между двумя об-

ластями полупроводника, одна из которых имеет примесную электропроводность, а другая — собственную (*i*-область).



.....
Электрический переход между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны называется гетеропереходом.

Частным случаем гетероперехода является *переход металл-полупроводник (контакт металл-полупроводник)*.

К электрическим переходам относят также *структуру металл-диэлектрик-полупроводник (МДП)*, в которой между слоем металла и полупроводником расположен тонкий слой диэлектрика.

Электрические переходы нельзя создать путем механического контакта двух областей с разными физическими свойствами, поскольку поверхности кристаллов обычно загрязнены оксидами и атомами других веществ и, кроме того, при механическом контакте практически невозможно устранить воздушный зазор между контактирующими областями твердых тел. При изготовлении полупроводниковых приборов и интегральных микросхем используют специальные технологические процессы: *сплавление полупроводника с металлами или их сплавами, диффузия, двухстадийная (двухэтапная) диффузия, эпитаксия, ионное легирование, вакуумное напыление, катодное распыление, электролитическое и химическое осаждение, фотолитография, травление.*

2.2 Электронно-дырочные переходы

Для образования электронно-дырочного перехода необходимо в монокристаллической структуре полупроводника сформировать достаточно резкую границу между областями с электронной и дырочной электропроводностью. Граница между слоями является резкой, если градиент концентрации примесей в пределах перехода удовлетворяет неравенству

$$\left| \frac{dN}{dx} \right| L_{Di} \gg n_i, \quad (2.1)$$

где N — эффективная концентрация примеси; L_{Di} — дебаевская длина для собственного полупроводника.



.....
Электрические контакты областей полупроводника с электропроводностью p - и n -типов, для которых условие (2.1) не выполняется, переходами не являются, а относятся к неоднородным полупроводникам.

При создании *p-n*-переходов широко используют легирование монокристалла полупроводника методами сплавления и диффузии примесей. Электронно-дырочный переход, полученный методом сплавления в полупроводник металла или

сплава, содержащего донорные или акцепторные примеси, называют *сплавным p - n -переходом*, а переход, образованный в результате диффузии атомов примеси в полупроводник, — *диффузионным p - n -переходом*. Электронно-дырочный переход может быть сформирован путем эпитаксиального наращивания, при этом получают *эпитаксиальный p - n -переход*.



По характеру распределения концентрации примесей различают *плавные и резкие p - n -переходы*. В плавных переходах концентрации примесей на границе раздела p - и n -областей изменяется на расстоянии, значительно большем диффузионной длины.

При этом градиент концентрации примеси $|dN/dx|$ конечен, но удовлетворяет неравенству (2.1). Плавные переходы обычно получают методом диффузии примеси. В резких переходах изменение концентрации примесей происходит на расстояниях, соизмеримых с диффузионной длиной. Резкие переходы обычно формируют методом сплавления примеси. Частным идеализированным случаем резкого p - n -перехода является ступенчатый переход, в котором концентрации примесей на границе контактирующих областей изменяются скачкообразно.



По соотношению концентраций основных носителей заряда в p - и n -областях различают *симметричные и несимметричные p - n -переходы*.

У симметричных p - n -переходов концентрации основных носителей заряда в прилегающих к переходу p - и n -областях приблизительно равны ($p_{p0} \approx n_{n0}$). Такие переходы трудно реализовать практически, поэтому они не являются типичными. Для несимметричных p - n -переходов справедливы неравенства: $p_{p0} > n_{n0}$ либо $p_{p0} < n_{n0}$, причем концентрации различаются в несколько раз. В случае резкой асимметрии, когда концентрации основных носителей заряда различаются более чем на порядок, переходы называют односторонними и обозначают p^+-n и $p-n^+$ соответственно.



Область полупроводника с большей концентрацией основных носителей заряда называется *эмиттером*, а область с меньшей концентрацией — *базой*.

В полупроводниковых приборах обычно используют несимметричные односторонние p - n -переходы.

Анализ электронно-дырочных переходов в общем виде весьма сложен. Наиболее простое математическое описание соответствует ступенчатому p - n -переходу. Следует отметить, что ступенчатый переход не является типичной для полупроводниковых приборов структурой, однако использование такой упрощенной модели

позволяет с достаточной точностью проанализировать наиболее важные свойства реальных p - n -переходов, физические процессы в которых лишь в малой степени зависят от технологии изготовления.

2.3 Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии

Равновесное состояние электронно-дырочного перехода наблюдается при отсутствии внешнего электрического поля.

Граница между областями полупроводника с разными типами проводимости, на которой происходит изменение типа примеси (знака эффективной концентрации примеси N), носит название *металлургической границы p - n -перехода*.

Поскольку концентрация электронов в n -области полупроводника существенно выше, чем в p -области, то при образовании электронно-дырочного перехода часть электронов из n -области вследствие диффузии переходит в p -область, где будет рекомбинировать с основными носителями заряда p -области — дырками до тех пор, пока не станет выполняться закон действующих масс. Аналогично часть дырок из p -области диффундирует в n -область, где будет рекомбинировать с основными носителями заряда — электронами. В результате вблизи металлургической границы перехода в p -области останутся нескомпенсированные отрицательные ионы акцепторной примеси, а в n -области — нескомпенсированные положительные ионы донорной примеси, то есть образуется *область пространственного заряда*, состоящая из двух разноименно заряженных слоев. В области пространственного заряда наблюдается пониженная концентрация подвижных носителей заряда, вследствие чего эта область обладает большим сопротивлением и носит название *обедненного слоя*.



.....
 Между нескомпенсированными разноименными зарядами ионизированных примесей возникает электрическое поле, направленное от n -области к p -области, называемое *диффузионным электрическим полем*.

Это электрическое поле, с одной стороны, препятствует дальнейшей диффузии через переход основных носителей заряда, с другой — вызывает дрейф неосновных носителей в противоположном направлении: дырок из n -области в p -область и электронов из p -области в n -область.

Когда противоположно направленные потоки основных и неосновных носителей заряда скомпенсируются, установится состояние термодинамического равновесия и суммарная плотность тока через электронно-дырочный переход станет равной нулю:

$$j_{\text{диф.}} + j_{\text{др.}} = 0. \quad (2.2)$$

По обе стороны от металлургической границы перехода к области пространственного заряда примыкают электрически нейтральные p - и n -области полупроводника.

Контактная разность потенциалов



.....
Разность потенциалов между p - и n -областями электронно-дырочного перехода в состоянии термодинамического равновесия называют контактной разностью потенциалов.

Это та разность потенциалов, которая ведет к прекращению диффузионного тока.

С учетом выражений для плотности диффузионного и дрейфового токов уравнение (2.2) сводится к уравнениям:

$$d\phi = -\phi_T \frac{dp}{p}, \quad d\phi = \phi_T \frac{dn}{n}. \quad (2.3)$$

Решения уравнений (2.3) с условиями на границах обедненных и нейтральных слоев p -области ($\phi = \phi_{p0}$, $p = p_{p0}$) и n -области ($\phi = \phi_{n0}$, $n = n_{n0}$) дают выражение для контактной разности потенциалов:

$$\phi_k = \phi_{n0} - \phi_{p0} = \phi_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \phi_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{kT}{q_e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (2.4)$$

Распределение зарядов

Для ступенчатого несимметричного p^+-n -перехода концентрации подвижных носителей заряда в нейтральных областях: $p_{p0} = n_{p0} + N_A$, $n_{n0} = p_{n0} + N_D$.

Концентрации подвижных носителей заряда в области пространственного заряда: $p = p_{p0} \exp((\phi_{p0} - \phi)/\phi_T)$, $n = n_{n0} \exp((\phi - \phi_{n0})/\phi_T)$.

При переходе из нейтральных p - и n -областей в область пространственного заряда концентрации дырок и электронов быстро падают, достигая величин $p_{n0} = p_{p0} \exp(-\phi_k/\phi_T)$ и $n_{p0} = n_{n0} \exp(-\phi_k/\phi_T)$.

Поскольку концентрации подвижных носителей в области пространственного заряда значительно ниже концентрации неподвижных зарядов, можно считать, что нескомпенсированный заряд в переходе определяется только концентрацией ионизированных доноров и акцепторов. Тогда распределение концентрации нескомпенсированного заряда в переходе будет иметь вид, показанный на рисунке 2.1: участок области пространственного заряда, расположенный в p -области, имеет отрицательный заряд, а участок, расположенный в n -области, — положительный заряд.

Распределение напряженности и потенциала электрического поля

При отсутствии токов распределение напряженности $E(x)$ и потенциала $\phi(x)$ электрического поля (рис. 2.2) в плоском одномерном ступенчатом p - n -переходе определяется решениями уравнений

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{\lambda(x)}{\epsilon_0\epsilon}, \quad \frac{dE(x)}{dx} = \frac{\lambda(x)}{\epsilon_0\epsilon}$$

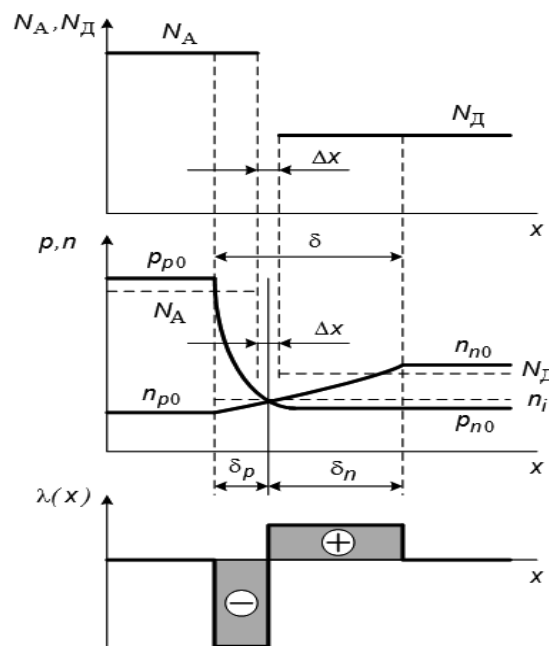


Рис. 2.1 – Распределение концентрации нескомпенсированного заряда в p - n -переходе

при объемной плотности заряда $\lambda(x) = \begin{cases} -q_e N_A; & -\delta_p < x < 0; \\ q_e N_D; & 0 < x < \delta_n. \end{cases}$ и граничных условиях $E(-\delta_p) = 0$, $E(\delta_n) = 0$, $\phi(-\delta_p) = \phi_{p0}$, $\phi(\delta_n) = \phi_{p0} + \phi_k$.

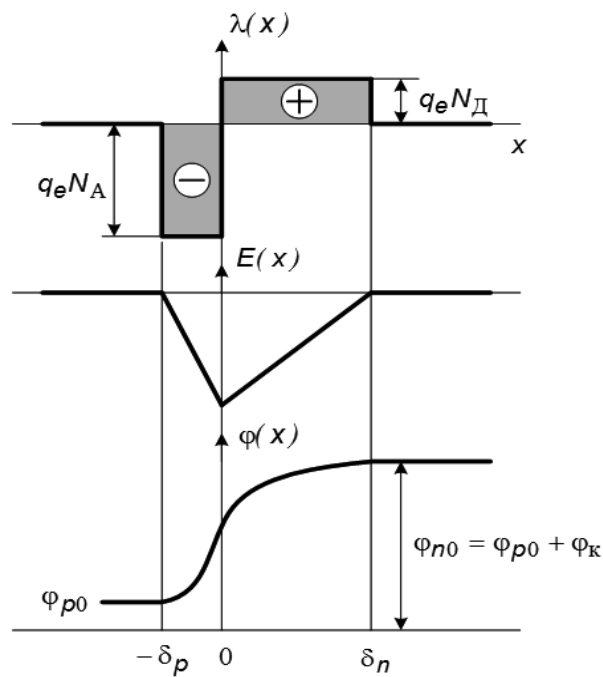


Рис. 2.2 – Распределение плотности объемного заряда, напряженности и потенциала в резком p - n -переходе

Распределение напряженности и потенциала электрического поля в области пространственного заряда определяется выражениями:

$$E(x) = \begin{cases} -\frac{q_e}{\epsilon_0 \epsilon} N_A (x + \delta_p), & -\delta_p \leq x < 0 \\ \frac{q_e}{\epsilon_0 \epsilon} (N_D x - N_A \delta_p), & 0 \leq x \leq \delta_n \end{cases} \quad (2.5)$$

$$\phi(x) = \begin{cases} \phi_{p0} + \frac{q_e}{2\epsilon_0 \epsilon} N_A (x + \delta_p)^2, & -\delta_p \leq x < 0 \\ \phi_{p0} + \frac{q_e}{2\epsilon_0 \epsilon} (N_A \delta_p^2 + 2N_A \delta_p x - N_D x^2), & 0 \leq x \leq \delta_n \end{cases} \quad (2.6)$$

Толщина электронно-дырочного перехода

Несмотря на нарушение электронейтральности в области пространственного заряда, монокристалл полупроводника, в котором образован электронно-дырочный переход, в целом остается электрически нейтральным, поэтому суммарные нескомпенсированные заряды ионизированных акцепторов $Q_A = -q_e N_A \delta_p S$ и доноров $Q_D = q_e N_D \delta_n S$ должны удовлетворять условию

$$Q_A + Q_D = -q_e N_A \delta_p S + q_e N_D \delta_n S = 0, \quad (2.7)$$

где S — площадь металлургической границы p - n -перехода.

Из (2.7) следует, что глубины проникновения области пространственного заряда в p - и n -слои ступенчатого перехода связаны соотношением:

$$N_A \delta_p = N_D \delta_n, \quad (2.8)$$

которое показывает, что область пространственного заряда перехода проникает в менее легированную область на большую глубину.

С учетом (2.8) полная толщина области пространственного заряда электронно-дырочного перехода выражается формулами

$$\delta = \delta_p + \delta_n = \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right) \delta_n = \left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right) \delta_p. \quad (2.9)$$

В односторонних переходах практически вся область пространственного заряда располагается в менее легированной области: для p^+ - n -перехода $\delta \approx \delta_n$, для p - n^+ -перехода $\delta \approx \delta_p$.

Используя (2.6) и (2.9), можно получить выражение для толщины области пространственного заряда ступенчатого p - n -перехода в равновесном состоянии:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon}{q_e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right) \phi_{\kappa}}. \quad (2.10)$$

Для ступенчатых односторонних p - n -переходов выражение (2.10) приводится к виду:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon}{q_e N} \phi_{\kappa}}, \quad (2.11)$$

где N — концентрация примеси в слаболегированной области.

Зонная диаграмма электронно-дырочного перехода

Зонные энергетические диаграммы уединенных p - и n -областей полупроводника показаны на рисунке 2.3. В p -области уровень Ферми E_{F_p} смещен в сторону валентной зоны, а в n -области (E_{F_n}) — в сторону зоны проводимости.

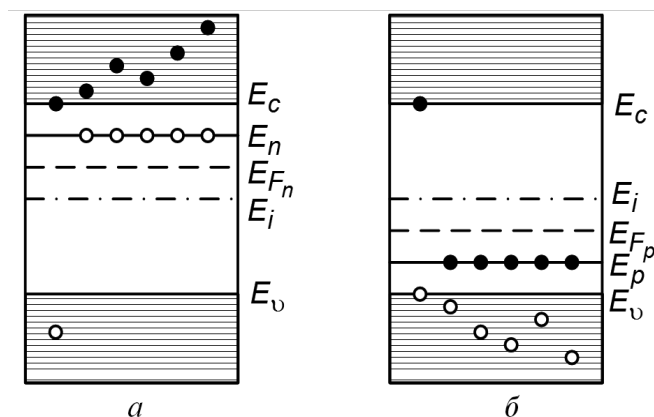


Рис. 2.3 – Зонные энергетические диаграммы полупроводников: а — n -типа, б — p -типа

При образовании p - n -перехода и состоянии термодинамического равновесия уровни Ферми областей с разными типами проводимости выравниваются: $E_F = E_{F_n} = E_{F_p}$.



Поскольку расположение энергетических зон относительно уровня Ферми фиксировано, из постоянства энергии уровня Ферми по всей структуре p - n -перехода вытекает, что валентные зоны и зоны проводимости p - и n -областей смещаются друг относительно друга на величину $q\phi_k = (E_{cp} - E_{cn}) = (E_{vp} - E_{vn})$, называемую *высотой потенциального барьера*, которая в состоянии термодинамического равновесия пропорциональна контактной разности потенциалов ϕ_k (рис. 2.4).

В области пространственного заряда из-за наличия диффузионного электрического поля энергетические уровни зоны проводимости и валентной зоны расположены наклонно.

2.4 Электронно-дырочный переход в неравновесном состоянии

Равновесное состояние p - n -перехода нарушается под действием внешнего электрического поля.

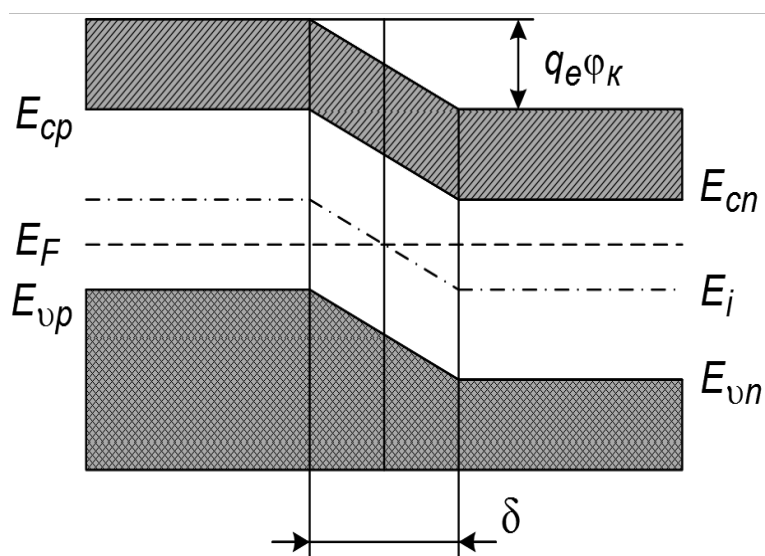


Рис. 2.4 – Зонная энергетическая диаграмма p - n -перехода в состоянии термодинамического равновесия



.....
 Если напряженность внешнего поля направлена от p -области к n -области, то говорят, что переход смещен в прямом направлении (к p - n -переходу приложено прямое напряжение), в противном случае — переход смещен в обратном направлении (к p - n -переходу приложено обратное напряжение).

Электронно-дырочный переход при смещении в прямом направлении

В этом случае напряженность внешнего поля противоположна по направлению напряженности диффузионного электрического поля, поэтому высота потенциального барьера уменьшается и становится равной $q_e(\phi_k - U)$.

Вследствие этого нарушается равновесие между дрейфовым и диффузионным токами, имевшее место при термодинамическом равновесии и начинается *инжекция* носителей заряда.



.....
Инжекция — это введение носителей заряда через p - n -переход из области, где они являются основными, в область, где они являются неосновными, за счет снижения потенциального барьера.

Инжектированные в n -область дырки и в p -область электроны имеют вблизи металлургической границы перехода большую концентрацию, уменьшающуюся по мере удаления от границы в глубину соответствующей области из-за рекомбинации.

Концентрации инжектированных носителей заряда определяются выражениями:

$$\Delta p_n = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{q_e U}{kT}\right) - 1 \right], \quad \Delta n_p = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{q_e U}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.12)$$

Из выражений (2.12) и закона действующих масс следует $\Delta p_n / \Delta n_p \approx N_A / N_D$.

В симметричном p - n -переходе $N_A \approx N_D$, поэтому одновременно наблюдается одинаковая по интенсивности инжекция дырок из p -области в n -область и электронов из n -области в p -область.

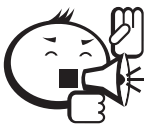
В несимметричном p^+ - n -переходе $N_A \gg N_D$, следовательно, инжекция дырок преобладает над инжекцией электронов, а в несимметричном p - n^+ -переходе, для которого $N_A \ll N_D$, инжекция электронов преобладает над инжекцией дырок. Таким образом, в несимметричных p^+ - n и p - n^+ -переходах реализуется односторонняя инжекция носителей заряда из эмиттера в базу, вследствие чего такие переходы и носят название односторонних.

Отношение концентрации инжектированных неосновных носителей заряда к равновесной концентрации основных носителей в базе называют *уровнем инжекции*:

$$\nu = \frac{\Delta p_n}{n_{n0}} \approx \frac{\Delta p_n}{N_D} \quad \text{или} \quad \nu = \frac{\Delta n_p}{p_{p0}} \approx \frac{\Delta n_p}{N_A}.$$

Уровень инжекции считается низким, если $\nu \ll 1$, и высоким, если $\nu \gg 1$.

Большое количество неосновных носителей заряда у границы перехода компенсируется основными носителями заряда, которые поступают из глубины области. В результате этой компенсации полупроводник остается электрически нейтральным.



.....
Инжекция носителей заряда через p - n -переход вызывает электрический ток во внешней цепи, называемый *прямым током*.
.....

Уход электронов из n -области к p - n -переходу и далее в p -область и исчезновение их в результате рекомбинации пополняется электронами, которые поступают из внешней цепи. Соответственно, убыль дырок в p -области пополняется за счет ухода электронов во внешнюю цепь.

Толщину перехода, находящегося под прямым напряжением, можно определить из соотношения (2.10), заменяя ϕ_k на $(\phi_k - U)$:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q_e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\phi_k - U)}. \quad (2.13)$$

Отсюда видно, что *при подаче прямого напряжения толщина перехода уменьшается*.



Выводы

При увеличении прямого напряжения до величины контактной разности потенциалов потенциальный барьер исчезает, ширина обедненного слоя стремится к нулю.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к свободной диффузии основных носителей заряда в область с противоположным типом электропроводности. В результате этого прямой ток становится сравнительно большим и увеличивается с увеличением прямого напряжения.

Электронно-дырочный переход при смещении в обратном направлении



Если p - n -переход смещен в обратном направлении, то напряженность внешнего поля совпадает по направлению с напряженностью диффузионного электрического поля, поэтому высота потенциального барьера увеличивается и становится равной $q_e(\phi_k + |U|)$.

Повышение потенциального барьера (рис. 2.5) препятствует диффузии основных носителей заряда через p - n -переход, и она уменьшается, а при некотором значении обратного напряжения прекращается совсем.

Взросшее электрическое поле в p - n -переходе способствует движению через переход неосновных носителей заряда. При приближении их к p - n -переходу электрическое поле захватывает их и переносит через переход в область с противоположным типом электропроводности.



Процесс захвата электрическим полем p - n -перехода неосновных носителей заряда и переноса их при обратном напряжении через переход в область с противоположным типом электропроводности называют экстракцией.

Уход неосновных носителей заряда в результате экстракции приводит к снижению их концентрации в данной области около металлургической границы перехода практически до нуля. Это вызывает диффузию неосновных носителей заряда из глубины области в направлении к переходу, что компенсирует убыль неосновных носителей. В результате во внешней цепи появляется электрический ток, называемый обратным током.

Ввиду того что число неосновных носителей заряда относительно невелико, обратный ток намного меньше прямого тока. От приложенного напряжения он практически не зависит и является в этом смысле током насыщения.

На величину тока через переход при обратном напряжении может влиять также термическая генерация носителей заряда в самом переходе. Появляющиеся при этом в переходе электроны и дырки немедленно отводятся электрическим полем, в результате общий ток через переход возрастает. Однако и эта составляющая тока имеет небольшую величину.

Толщина перехода, смещенного в обратном направлении, возрастает и может быть определена из соотношения (2.10) заменой ϕ_k на $(\phi_k + |U|)$:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q_e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\phi_k + |U|)}. \quad (2.14)$$

Из выражения (2.14) видно, что при подаче обратного напряжения толщина перехода увеличивается.

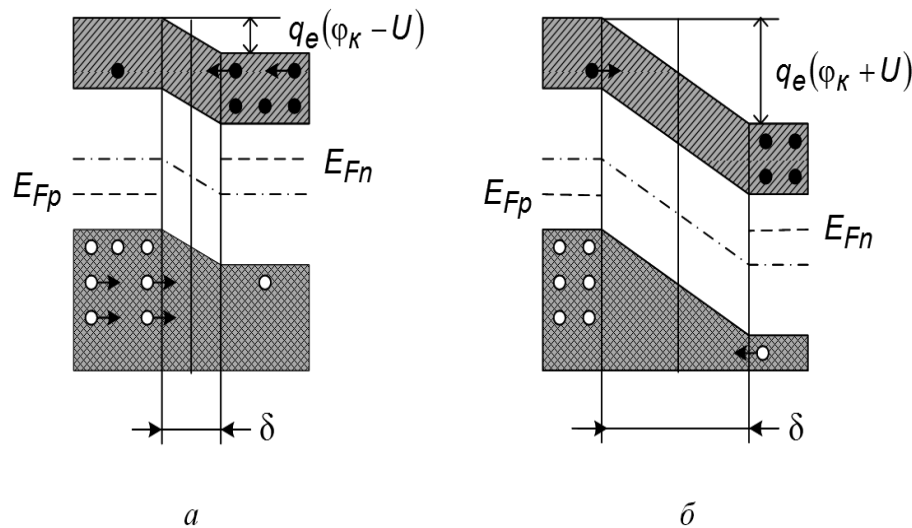


Рис. 2.5 – Зонные энергетические диаграммы p - n -перехода при смещении в прямом (а) и обратном (б) направлениях

2.5 Вольт-амперная характеристика идеализированного электронно-дырочного перехода

Идеализированный p - n -переход представляет собой упрощенную модель реального p - n -перехода при следующих допущениях:

- в обедненном слое отсутствует генерация, рекомбинация и рассеяние носителей заряда; носители проходят через обедненный слой мгновенно, то есть токи носителей заряда одного знака на обеих границах обедненного слоя одинаковы;
- вне обедненного слоя электрическое поле отсутствует, в нейтральных областях носители заряда движутся только вследствие диффузии; сопротивления нейтральных областей в сравнении с сопротивлением обедненного слоя считается пренебрежимо малым; уровень инжекции низкий;

- границы p - n -перехода являются плоскими, носители заряда движутся только в направлении, перпендикулярном этим границам; поверхностные явления не учитываются.

Ток через переход сдержит электронную и дырочную составляющие:

$$I = I_n + I_p = S(j_n + j_p). \quad (2.15)$$

При внешнем постоянном напряжении U плотности дырочной и электронной составляющих тока определяются выражениями:

$$j_p = \frac{q_e D_p p_{n0}}{L_p \operatorname{th}\left(\frac{w_n}{L_p}\right)} \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right], \quad j_n = \frac{q_e D_n n_{p0}}{L_n \operatorname{th}\left(\frac{w_p}{L_n}\right)} \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right], \quad (2.16)$$

где w_n и w_p — расстояния от металлургической границы p - n -перехода до омических контактов n - и p -областей соответственно; L_p , L_n — диффузионная длина дырок и электронов соответственно.

Подставляя (2.16) в (2.15), получим статическую вольт-амперную характеристику идеализированного p - n -перехода:

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right], \quad (2.17)$$

где $I_0 = q_e S \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n \operatorname{th}\left(\frac{w_p}{L_n}\right)} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p \operatorname{th}\left(\frac{w_n}{L_p}\right)} \right)$ — обратный ток насыщения.

Для односторонних p^+ - n - и p - n^+ -переходов обратные токи насыщения соответственно выражаются формулами:

$$I_0 = \frac{q_e S D_p p_{n0}}{L_p \operatorname{th}\left(\frac{w_n}{L_p}\right)}, \quad I_0 = \frac{q_e S D_n n_{p0}}{L_n \operatorname{th}\left(\frac{w_p}{L_n}\right)}. \quad (2.18)$$



.....
В зависимости от соотношения между диффузионной длиной для неосновных носителей заряда в базе L_b и толщиной базы w_b электронно-дырочные переходы подразделяются на переходы с толстой базой, у которых $w_b \gg L_b$, и тонкой базой, у которых $w_b \ll L_b$.
.....

Для p^+ - n -перехода с толстой базой обратный ток насыщения определяется выражением $I_0 = q_e S D_p p_{n0} / L_b$, а для p - n^+ -перехода с тонкой базой — выражением $I_0 = q_e S D_p p_{n0} / w_b$.

Соотношение (2.17) справедливо при смещении p - n -перехода как в прямом, так и в обратном направлениях, при этом прямое напряжение считается положительным ($U > 0$), а обратное напряжение — отрицательным ($U < 0$). Вольт-амперная характеристика идеализированного электронно-дырочного перехода представлена на рисунке 2.6. Участки характеристики, соответствующие прямому ($U > 0$) и обратному ($U < 0$) смещениям перехода, называют соответственно *прямой* и *обратной* ветвями ВАХ.

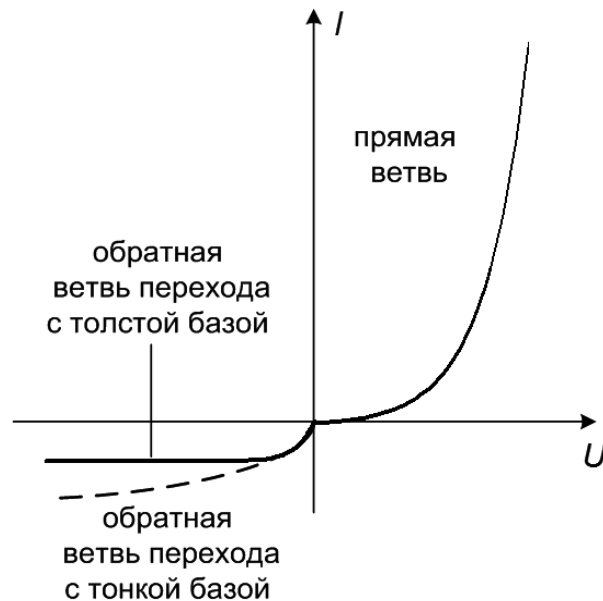


Рис. 2.6 – Вольт-амперная характеристика идеализированного p - n -перехода

Когда переход смещен в прямом направлении и выполняется условие $U \gg \phi_T$ (практически при $U > (2 \div 3)\phi_T$), выражение для прямой ветви ВАХ приводится к виду:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right). \quad (2.19)$$

При температуре $T = 300\text{ K}$ величина $\phi_T \approx 0,026\text{ В} = 26\text{ мВ}$, поэтому уже при относительно небольшом прямом напряжении ток через переход резко возрастает приблизительно по экспоненциальному закону.

Когда переход смещен в обратном направлении и выполняется условие $|U| \gg \phi_T$ (практически при $|U| > (2 \div 3)\phi_T$), выражение для обратной ветви ВАХ принимает вид $I = -I_0$.

Необходимо отметить, что обратная ветвь ВАХ p - n -переходов с толстой и тонкой базой отличается. У переходов с толстой базой при подаче обратного напряжения ток, изменив направление, быстро достигает значения I_0 , а далее остается постоянным, независимо от величины приложенного напряжения, поэтому ток I_0 называют током насыщения. У переходов с тонкой базой при увеличении обратного напряжения увеличивается ширина области пространственного заряда и соответственно уменьшается толщина базы, что вызывает увеличение обратного тока, то есть фактически насыщения тока на обратной ветви ВАХ не наблюдается.

Тепловой ток

Ток I_0 в выражении (2.17) в соответствии с механизмом его образования и сильной зависимостью от температуры носит название теплового обратного тока. Тепловой ток обусловлен тепловой генерацией неосновных носителей заряда в нейтральных p - и n -областях, прилегающих к обедненному слою перехода. При обратном смещении перехода концентрации неосновных носителей заряда на границах обедненного слоя снижаются, что вызывает диффузию неосновных носителей из нейтральных областей к границам обедненного слоя. Далее эти носители захватываются электрическим полем и переносятся в область с противоположным типом проводимости.

Используя выражения $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ и $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, можно получить формулу, которая отражает указанный механизм образования теплового тока:

$$I_0 = q_e S \left(\frac{L_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{L_p p_{n0}}{\tau_p} \right). \quad (2.20)$$

Физический смысл этого выражения состоит в том, что величины $SL_n n_{p0}/\tau_n$ и $SL_p p_{n0}/\tau_p$ определяют полное число неосновных носителей, генерируемых в слоях полупроводника толщиной L_n и L_p за единицу времени.

Применяя закон действующих масс, выражение для теплового тока можно представить в виде:

$$I_0 = q_e S n_i^2 \left(\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right). \quad (2.21)$$

Из выражения (2.21) следует, что температурная зависимость теплового тока $I_0(T)$ обусловлена главным образом изменением собственной концентрации носителей заряда, которое вызывает изменение концентрации неосновных носителей:

$$I_0(T) \sim n_i^2(T) = I_{00} e^{\frac{-\Delta E_g}{kT}}, \quad (2.22)$$

где I_{00} — параметр, не зависящий от температуры.

На практике часто требуется определять тепловой ток при заданной температуре T , через его известное значение при некоторой базовой температуре T_0 (обычно $T_0 = 300 \text{ K}$).

Из формулы (2.22) следует, что в рабочем диапазоне температур справедливо приближенное соотношение

$$I_0(T) \approx I_0(T_0) e^{\alpha \Delta T}, \quad (2.23)$$

где $\Delta T = T - T_0$ — приращение температуры; $\alpha = \Delta E_g / (kT_0^2)$.

Несмотря на простоту, формула (2.23) не всегда удобна для быстрых оценочных расчетов, поэтому в инженерной практике более широкое применение нашло приближенное выражение:

$$I_0(T) \approx I_0(T_0) \cdot 2^{\frac{\Delta T}{T^*}}, \quad (2.24)$$

где $T^* = \alpha^{-1} \ln 2$ — температура удвоения, то есть приращение температуры, вызывающее изменение теплового тока в два раза.



Выводы

Как видно из (2.22), тепловой ток существенно зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника, резко снижаясь при ее увеличении.

Из выражения (2.21) следует, что тепловой ток уменьшается с ростом концентрации примесей, что физически объясняется уменьшением концентрации неосновных носителей заряда.

Дифференциальное сопротивление идеализированного p - n -перехода

Дифференциальное сопротивление идеализированного p - n -перехода определяется из выражения (2.17) для его статической вольт-амперной характеристики:

$$r_{\text{диф}} = \frac{dU}{dI} = \frac{\phi_T}{I + I_0}. \quad (2.25)$$

При смещении p - n -перехода в прямом направлении $I > 0$, тогда из (2.25) следует, что дифференциальное сопротивление уменьшается с ростом прямого тока. Если прямое напряжение удовлетворяет условию $U > (2 \div 3)\phi_T$, то $r_{\text{диф}} \approx \phi_T/I = kT/(q_e I)$, откуда видно, что дифференциальное сопротивление прямо пропорционально температуре.

При смещении p - n -перехода в обратном направлении $I < 0$, поэтому из (2.25) следует, что дифференциальное сопротивление резко увеличивается с ростом обратного тока и при $I \rightarrow (-I_0)$ $r_{\text{диф}} \rightarrow \infty$.

Дифференциальное сопротивление используется для описания работы p - n -перехода при действии малых переменных сигналов низкой частоты.

Ток через p - n -переход, к которому приложено напряжение, содержащее постоянную и переменную составляющие $U(T) = U_- + u_{\sim}(t)$, определяется выражением:

$$I(t) = I_0 \left(e^{\frac{U_- + u_{\sim}(t)}{\phi_T}} - 1 \right) = I_0 \cdot e^{\frac{U_-}{\phi_T}} \cdot e^{\frac{u_{\sim}(t)}{\phi_T}} - I_0. \quad (2.26)$$

При условии малого сигнала $u_{\sim}(t) \ll \phi_T$ справедливо

$$I(t) = I_0 e^{\frac{U_-}{\phi_T}} \left(1 + \frac{u_{\sim}(t)}{\phi_T} \right) - I_0 = I_0 \left(e^{\frac{U_-}{\phi_T}} - 1 \right) + \frac{I_0}{\phi_T} e^{\frac{U_-}{\phi_T}} u_{\sim}(t) = I_- + i_{\sim}(t),$$

где I_- — постоянная составляющая тока, связанная с постоянной составляющей напряжения выражением (2.17) статической вольт-амперной характеристики перехода; $r_{\text{диф}}$ — дифференциальное сопротивление p - n -перехода, определяемое постоянной составляющей тока I_- ; $i_{\sim}(t) = u_{\sim}(t)/r_{\text{диф}}$ — малосигнальная переменная составляющая тока через p - n -переход.

Таким образом, для малых низкочастотных переменных сигналов p - n -переход эквивалентен линейному резистору, сопротивление которого зависит от постоянных составляющих тока и напряжения, то есть положения рабочей точки на ВАХ.

2.6 Статическая вольт-амперная характеристика реального электронно-дырочного перехода

Допущения, принятые при выводе уравнения вольт-амперной характеристики идеализированного электронно-дырочного перехода, обеспечивают учет только основных физических явлений, определяющих свойства p - n -перехода: инжекцию и экстракцию неосновных носителей заряда и их диффузию в нейтральных областях, примыкающих к обедненному слою.

В обедненном слое перехода, как и в нейтральных областях полупроводника, происходит непрерывная тепловая генерация носителей заряда. Электрическое поле перехода обеспечивает перенос генерируемых электронов в нейтральную n -область, а генерируемых дырок — в p -область. Дрейфовое движение генерируемых носителей заряда образует *ток генерации*, который по направлению является обратным током.

В обедненный слой перехода из нейтральных областей полупроводника постоянно проникают носители заряда, которые не обладают достаточной энергией для преодоления потенциального барьера и перехода в нейтральный слой с противоположным типом проводимости. Такие носители заряда рекомбинируют в обедненном слое, создавая *ток рекомбинации*, который по направлению является прямым током.

В равновесном состоянии токи генерации и рекомбинации скомпенсированы. Когда p - n -переход находится в неравновесном состоянии взаимная компенсация токов генерации и рекомбинации нарушается.

При смещении перехода в прямом направлении снижается крутизна потенциального барьера, и носители заряда, которые не способны преодолеть барьер, проникают в обедненный слой на большую глубину. В результате вероятность их рекомбинации увеличивается, что приводит к росту тока рекомбинации. Ток генерации при прямом смещении p - n -перехода, напротив, уменьшается, поскольку из-за уменьшения толщины обедненного слоя падает число генерируемых носителей заряда, а из-за снижения напряженности электрического поля уменьшается величина дрейфового тока. При смещении p - n -перехода в обратном направлении крутизна потенциального барьера, напряженность электрического поля и толщина обедненного слоя увеличиваются, вследствие чего ток рекомбинации падает, а ток генерации растет. Таким образом, ток рекомбинации оказывает влияние на прямую, а ток генерации на обратную ветви ВАХ реального p - n -перехода.

Ток рекомбинации

В реальном p - n -переходе полный прямой ток складывается из тока инжекции и тока рекомбинации, следовательно, превосходит прямой ток идеализированного перехода.

Для токов инжекции и рекомбинации справедливо:

$$I_{\text{инж.}} \sim n_i^2 \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) \sim \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right), \quad (2.27)$$

$$I_{\text{рек}} \sim n_i \exp\left(\frac{U}{2\phi_T}\right) \sim \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right) \exp\left(\frac{U}{2\phi_T}\right). \quad (2.28)$$

Сопоставляя (2.27) и (2.28), можно сделать следующие выводы:



- ток инжекции более существенно зависит от температуры, ширины запрещенной зоны полупроводника и прямого напряжения на переходе, чем ток рекомбинации;
- доля тока рекомбинации в полном прямом токе перехода растет с увеличением ширины запрещенной зоны полупроводника и уменьшением температуры;
- при увеличении прямого напряжения доля тока рекомбинации в полном прямом токе перехода снижается.

.....

Таким образом, ток рекомбинации является основной составляющей прямого тока при малых прямых напряжениях в полупроводниках с широкой запрещенной зоной (кремний, арсенид галлия). В полупроводниках, у которых ширина запрещенной зоны мала, роль тока рекомбинации может стать заметной при пониженных температурах, когда ток инжекции сильно уменьшается.

Влияние сопротивления базы

В реальных переходах база обладает ненулевым сопротивлением, что вызывает распределение внешнего напряжения между обедненным слоем и базовой областью и приводит к отличию реальной ВАХ p - n -перехода от идеализированной.

При низком уровне инжекции сопротивление базы можно оценить по формуле:

$$r_{\bar{6}} = \rho_{\bar{6}} \frac{w}{S}, \quad (2.29)$$

где w — толщина базы; S — площадь поперечного сечения перехода.



.....
Типовые значения сопротивления базы для реальных p - n -переходов составляют десятки — сотни ом.
.....

С учетом падения напряжения на базе перехода выражение для вольт-амперной характеристики принимает вид:

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{U - Ir_{\bar{6}}}{\phi_T} \right) - 1 \right] \quad \text{или} \quad U = \phi_T \ln \left[\frac{I}{I_0} + 1 \right] + Ir_{\bar{6}}. \quad (2.30)$$

В области малых токов падение напряжения на базе мало, поэтому составляющей $Ir_{\bar{6}}$ в выражениях (2.30) можно пренебречь. С увеличением тока падение

напряжения на базе растет линейно, а на обедненном слое перехода — логарифмически, то есть более слабо. В результате при достаточно больших токах падение напряжения на базе начинает превалировать, экспоненциальная характеристика перехода вырождается и на ней появляется почти линейный участок, называемый *омическим*.

Ток генерации

Ток генерации по направлению является обратным, поэтому полный обратный ток реального p - n -перехода больше, чем идеализированного.

Для одностороннего p^+ - n -перехода $I_{\text{ген.}}/I_0 = \delta N_D / (L_p n_i)$, откуда следует:



Выводы

- ток генерации играет существенную роль в полупроводниках с малой собственной концентрацией свободных носителей заряда, то есть с достаточно большой шириной запрещенной зоны (так, в кремниевых переходах обратный ток определяется током генерации, а в германиевых — током насыщения);
- с увеличением обратного напряжения плотность тока генерации растет из-за увеличения ширины обедненного слоя δ , поэтому у переходов, в которых преобладает ток генерации, на обратной ветви ВАХ нет участка постоянного тока;
- соотношение между токами генерации и насыщения зависит от температуры: с повышением температуры доля тока генерации уменьшается, так как этот ток растет пропорционально n_i , а ток насыщения — пропорционально n_i^2 ;
- при увеличении концентрации примеси в базе p - n -перехода доля тока генерации растет.

Ток утечки

Реальные p - n -переходы имеют участки, выходящие на поверхность полупроводникового кристалла, поэтому состояние поверхности влияет на ВАХ перехода. Это влияние значительно сильнее сказывается на обратной ветви ВАХ, так как обратные токи существенно меньше, чем прямые, а характер такого влияния зависит от знака и значения поверхностного заряда.

На поверхности полупроводника всегда происходит генерация и рекомбинация носителей заряда, причем, как правило, более интенсивно, чем в его объеме. Поверхностная генерация оказывает такое же влияние на обратный ток перехода, как и объемная генерация носителей.

При повышении обратного напряжения ток утечки растет сначала почти линейно, а затем более сильно. Почти линейный начальный участок характеристики можно характеризовать эквивалентным сопротивлением утечки.

2.7 Пробой электронно-дырочного перехода



.....
Пробоем электронно-дырочного перехода называют резкое возрастание обратного тока через переход в области обратных напряжений, превышающих определенное критическое значение, называемое напряжением пробоя $U_{проб.}$.

В условиях пробоя происходит резкое уменьшение дифференциального обратного сопротивления перехода, когда незначительное увеличение напряжения вызывает существенный рост тока.

Пробой может привести к выходу $p-n$ -перехода из строя, если возникнет чрезмерный разогрев перехода, в результате которого произойдут необратимые изменения его структуры. Если же мощность, рассеиваемая в переходе, поддерживается на допустимом уровне, переход в области пробоя сохраняет работоспособность.



.....
 Различают три вида пробоя: туннельный (зенеровский), лавинный и тепловой. Первые два связаны с увеличением напряженности электрического поля, а последний — с увеличением рассеиваемой мощности и соответственно температуры.

Туннельный пробой



.....
В основе туннельного пробоя лежит туннельный эффект — переход электронов сквозь потенциальный барьер без изменения энергии.

Туннельный эффект возможен при очень малой толщине потенциального барьера (порядка 10 нм) и достаточно высокой напряженности электрического поля $p-n$ -перехода, когда энергетические зоны в области пространственного заряда искривляются настолько, что валентная зона p -области и зона проводимости n -области частично перекрываются по энергии на величину $\Delta E_{\text{тун.}}$, называемую интервалом туннелирования. Так как по обе стороны интервала туннелирования расположены разрешенные энергетические уровни, то электроны, энергия которых попадает в этот интервал, способны без изменения энергии перейти из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области (рис. 2.7).

Для оценки вероятности туннельного пробоя используют выражение:

$$D_T \approx \exp \left(- \frac{2\sqrt{2m^*} \Delta E_g^{\frac{3}{2}}}{\hbar q_e E} \right), \quad (2.31)$$

где E — напряженность электрического поля в p - n -переходе.

Из выражения (2.31) следует сильная зависимость туннельного пробоя от напряженности электрического поля. При напряженности 10^4 В/см и менее вероятность туннельного пробоя пренебрежимо мала, а при напряженности более 10^5 В/см становится весьма существенной.

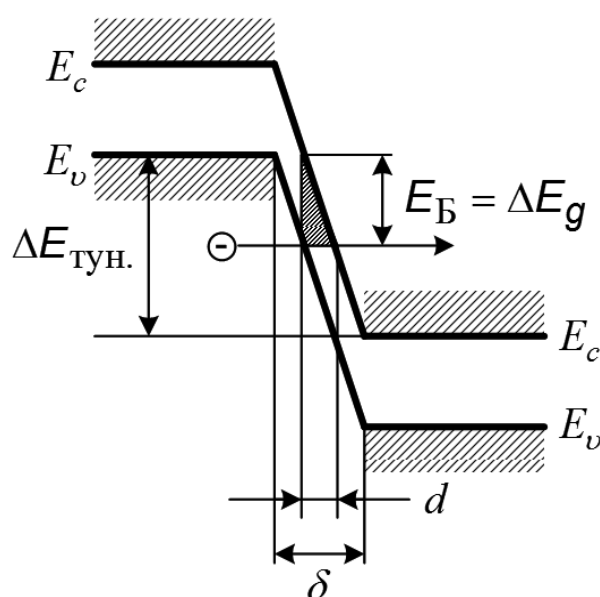


Рис. 2.7 – Энергетическая диаграмма p - n -перехода при туннельном пробое

Начало туннельного пробоя оценивается условно по десятикратному превышению туннельного тока над обратным тепловым током I_0 .



.....
Напряжение туннельного пробоя зависит от типа проводимости базы: для базы n -типа оно больше, чем для базы p -типа.
.....

При увеличении температуры ширина запрещенной зоны, то есть высота потенциального барьера, уменьшается, следовательно, напряжение туннельного пробоя снижается. Таким образом, температурный коэффициент напряжения туннельного пробоя отрицателен.

Лавинный пробой



.....
Механизм лавинного пробоя заключается в лавинном размножении носителей заряда путем ударной ионизации атомов полупроводника под действием сильного электрического поля.

Если электрическое поле, вызванное обратным напряжением, достаточно велико, то электроны и дырки, движущиеся через p - n -переход, приобретают на длине свободного пробега энергию, достаточную для того, чтобы выбивать электроны из атомов кристаллической решетки. При этом происходит разрыв ковалентных связей и образуются новые электронно-дырочные пары, которые в свою очередь ускоряются электрическим полем и могут участвовать в ударной ионизации атомов.

Напряжение $U_{\text{лав}}$ лавинного пробоя зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника: чем больше ширина запрещенной зоны, тем большую энергию должен приобрести носитель заряда на длине свободного пробега в электрическом поле p - n -перехода, чтобы вызвать ударную ионизацию, поэтому большей ширине запрещенной зоны соответствует большее напряжение лавинного пробоя.

Повышение температуры приводит к уменьшению длины свободного пробега носителей заряда, поэтому для приобретения носителями энергии, достаточной для ударной ионизации атомов, требуется большая напряженность электрического поля. Следовательно, при повышении температуры напряжение лавинного пробоя увеличивается, то есть температурный коэффициент напряжения лавинного пробоя положителен.

Напряжение лавинного пробоя зависит от степени легирования (удельного сопротивления) базы p - n -перехода. Эта зависимость выражается полуэмпирической формулой:

$$U_{\text{лав}} = a\rho_0^m, \quad (2.32)$$

где параметры a и m определяются эмпирически и зависят от материала типа электропроводности базы.

Отношение напряжений туннельного и лавинного механизмов пробоя находится в прямой зависимости от удельного сопротивления базы перехода: при высоких значениях удельного сопротивления базы $U_{\text{тун}} > U_{\text{лав}}$, и пробой носит лавинный характер, при низких значениях удельного сопротивления базы $U_{\text{тун}} < U_{\text{лав}}$ и пробой носит туннельный характер.

Тепловой пробой



.....
 Тепловой пробой обусловлен разогревом p - n -перехода вследствие выделения теплоты при протекании обратного тока, когда отсутствует достаточный отвод тепла, обеспечивающий устойчивость теплового режима.

При протекании обратного тока в переходе выделяется мощность $P = I_{\text{обр}} U_{\text{обр}}$, которая вызывает повышение температуры перехода и прилегающих к нему областей полупроводника на $\Delta T = R_T P$, где R_T — тепловое сопротивление. Рост температуры приводит к увеличению теплового обратного тока, что ведет к дальнейшему увеличению рассеиваемой мощности и температуры. Если количество теплоты, выделяемой в переходе, превышает количество отводимой теплоты, то развивается процесс лавинообразного возрастания температуры и обратного тока.

Напряжение теплового пробоя существенно зависит от величины теплового сопротивления R_T . Напряжение теплового пробоя тем ниже, чем больше величина теплового обратного тока. Так как тепловой обратный ток повышается с ростом температуры, то при увеличении температуры напряжение теплового пробоя снижается.

2.8 Динамические параметры электронно-дырочного перехода



.....
 Электронно-дырочный переход обладает *барьерной емкостью* и *диффузионной емкостью*. При прямом смещении главную роль играет диффузионная емкость, а при обратном смещении — барьерная емкость. Емкости p - n -перехода зависят от приложенного напряжения, следовательно, являются нелинейными.

Барьерная емкость

Барьерная емкость обусловлена изменением неподвижных зарядов в обедненном слое p - n -перехода под действием приложенного напряжения и определяется выражением.

$$C_{\text{б}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{\delta(U)}, \quad (2.33)$$

где $\delta(U)$ — толщина обедненного слоя.

Формула (2.33) показывает, что барьерная емкость эквивалентна емкости плоского конденсатора, у которого расстояние между обкладками равно толщине обедненного слоя p - n -перехода.



Выводы

.....
 С ростом величины прямого напряжения барьерная емкость увеличивается, а с ростом величины обратного напряжения — уменьшается, причем при прямом смещении p - n -перехода барьерная емкость больше, чем при обратном смещении.

Диффузионная емкость

Диффузионная емкость характеризует изменение инжектированного в базу заряда под действием изменения прямого напряжения.

Диффузионная емкость p - n -перехода с толстой базой зависит от величины прямого тока через p - n -переход и времени жизни неосновных носителей заряда в базе:

$$C_{\text{дифф}} = \frac{q_e S L_p p_{n0}}{\phi_T} e^{\frac{U}{\phi_T}} \approx \frac{I}{\phi_T} \tau_p. \quad (2.34)$$



Диффузионная емкость p - n -перехода с тонкой базой зависит от величины прямого тока через p - n -переход и времени пролета неосновных носителей заряда через базу:

.....

$$C_{\text{дифф}} = \frac{q_e S w_b p_{n0}}{2\phi_T} e^{\frac{U}{\phi_T}} \approx \frac{I}{\phi_T} t_{\text{прол}}. \quad (2.35)$$

При прямых напряжениях диффузионная емкость больше барьерной, при обратных напряжениях, превышающих десятки доли вольта, диффузионная емкость практически равна нулю (рис. 2.8).

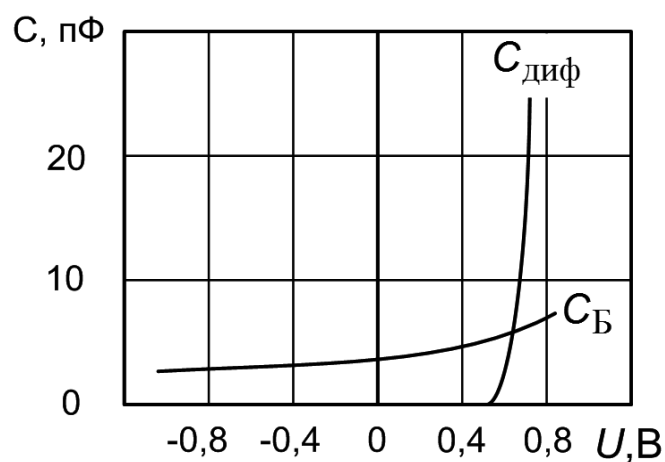


Рис. 2.8 – Вольт-фарадные характеристики диффузионной и барьерной емкостей p - n -перехода

2.9 Переходные процессы в электронно-дырочном переходе

Переходные процессы в электронно-дырочном переходе обусловлены двумя явлениями: установлением стационарного распределения концентрации неосновных носителей заряда в базе и перезарядом барьерной емкости. В то же время степень значимости указанных явлений существенно зависит от уровня инжекции. При высоком уровне инжекции основную роль играют процессы накопления и рассасывания неосновных носителей заряда в базе, а также модуляция сопротивления базы, тогда как перезаряд барьерной емкости сказывается слабо. При низком уровне инжекции эффект модуляции сопротивления базы пренебрежимо мал, а влияние барьерной емкости перехода значительно.

В зависимости от характера изменения внешних воздействий можно выделить установление прямого напряжения на p - n -переходе (включение) и изменение приложенного напряжения с прямого на обратное.

Сравнительно простые выражения достаточной точности могут быть получены с использованием уравнения заряда.

Для p^+ - n -перехода уравнение заряда с учетом барьерной емкости имеет вид:

$$C_6 \frac{dU}{dt} + \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p} = i. \quad (2.36)$$

Связь между зарядом Q_p дырок в базе и напряжением U , приложенным к переходу, определяется выражением

$$Q_p = Q_B \left(\exp \left(\frac{U}{\phi_T} \right) - 1 \right), \quad (2.37)$$

где Q_B — константа, величина которой определяется параметрами p - n -перехода.

Установление прямого напряжения

Пусть в начальный момент времени к p - n -переходу от генератора импульсов через внешний резистор R прикладывается постоянное прямое напряжение $U_{г.пр}$ (рис. 2.9). На переходе появляется прямое напряжение $U_{pn}(t)$, которое стремится к установившемуся значению, соответствующему статической ВАХ. Напряжение на переходе является суммой напряжения $U(t)$ на обедненном слое и падения напряжения $U_6(t)$ на омическом сопротивлении базы: $U_{pn}(t) = U(t) + U_6(t)$. Ток перехода определяется выражением $i(t) = (U_{з.пр} - U_{pn}(t))/R$. Обычно на практике $U_{з.пр} \gg U_{pn}(t)$, тогда $i(t) \approx U_{з.пр}/R = I_{пр}$, то есть ток скачкообразно изменяется от 0 до $I_{пр}$.

В случае малого уровня инжекции $Q_p \approx (Q_B/\phi_T) U = C_{диф} U$, где $C_{диф}$ — диффузионная емкость p - n -перехода. При этом уравнение заряда преобразуется к виду

$$(C_6 + C_{диф}) \frac{dU}{dt} + \frac{C_{диф}}{\tau_p} U = I_{пр}. \quad (2.38)$$

Решение уравнения (2.38), удовлетворяющее начальному условию $U(0) = 0$

$$U(t) = U_{\text{пр}} \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_p + C_{\delta} R_{pn}} \right) \right), \quad (2.39)$$

где $U_{\text{пр}} = (\tau_p / C_{\text{диф}}) I_{\text{пр}} = R_{pn} I_{\text{пр}}$ — установившееся значение прямого напряжения на p - n -переходе; R_{pn} — статическое сопротивление прямосмещенного перехода.

При низком уровне инжекции падением напряжения на сопротивлении базы можно пренебречь, следовательно, напряжение на p - n -переходе носит экспоненциальный характер и определяется выражением: $U_{pn}(t) \approx U(t)$.

В случае большого уровня инжекции, как правило, выполняется условие $C_{\text{диф}} = \frac{U}{dQ_p/dU} = (Q_B / \phi_T) e^{\frac{U}{\phi_T}} \gg C_{\delta}$ и зарядовое уравнение можно представить в виде

$$\frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p} = I_{\text{пр}}. \quad (2.40)$$

Из решения уравнения (2.40) с начальным условием $Q_p = 0$ следует:

$$U(t) \approx U_{\text{пр}} + \phi_T \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_p} \right) \right), \quad (2.41)$$

где $U_{\text{пр}} = \phi_T \ln \left(\frac{\tau_p I_{\text{пр}}}{Q_B} + 1 \right)$ — установившееся значение прямого напряжения на обедненном слое p - n -перехода.

Длительность $t_{\text{уст}}$ установления прямого напряжения определяется выражением $t_{\text{уст}} = -\tau_p \ln \left(1 - \exp \left(-\delta \frac{U_{\text{пр}}}{\phi_T} \right) \right)$, где δ — относительное отклонение напряжения $U(t_{\text{уст}})$ от установившегося значения $U_{\text{пр}}$.

При высоком уровне инжекции необходимо учитывать падение напряжения на сопротивлении базы p - n -перехода и эффект модуляции этого сопротивления. В начальный момент времени на сопротивлении базы происходит скачок напряжения, равный $\Delta U_6 = I_{\text{пр}} r_6$. По мере увеличения концентрации подвижных носителей заряда в базе сопротивление базы уменьшается до значения r'_6 приблизительно за время, равное эффективному времени жизни неосновных носителей заряда в базе. При этом падение напряжения на сопротивлении базы уменьшается до значения $U'_6 = I_{\text{пр}} r'_6$. Полное падение напряжения на p - n -переходе определяется суммой напряжений на обедненном слое и на базе $U_{pn}(t) = U(t) + \Delta U_6(t)$ и представлено на рисунке 2.9.

После завершения переходного процесса в базе устанавливается стационарный заряд неосновных носителей, определяемый выражением $Q_{p_{\text{уст}}} = \tau_p I_{\text{пр}}$.

Изменение приложенного напряжения с прямого на обратное

Изменение напряжения на переходе с прямого на обратное обеспечивается скачкообразным изменением напряжения генератора импульсов со значения $U_{\text{г.пр}}$ до значения ($U_{\text{г.обр}}$). При этом переходный процесс содержит две стадии: стадию

высокой обратной проводимости и стадию спада обратного тока (восстановления высокого обратного сопротивления).

Стадия высокой обратной проводимости связана с рассасыванием избыточных неосновных носителей заряда, накопленных в базе. При этом граничная концентрация неосновных носителей заряда постепенно уменьшается, однако превышает равновесное значение, поэтому на p - n -переходе сохраняется прямое падение напряжения, а через переход протекает обратный ток $i = (-U_{г.обр} - U_{pn})/R \approx -U_{г.обр}/R = -I_{обр}$, обусловленный переходом избыточных неосновных носителей заряда из базы в эмиттер и их рекомбинацией, который значительно превышает обратный тепловой ток $I_{обр} \gg I_0$.

В течение стадии высокой обратной проводимости обычно выполняется условие $C_{диф} = dQ_p/dU = (Q_B/\phi_T) e^{\frac{U}{\phi_T}} \gg C_6$, зарядовое уравнение имеет вид $dQ_p/dt + Q_p/\tau_p = -I_{обр}$, а его решение определяется выражением:

$$Q_p(t) = -\tau_p I_{обр} + \tau_p (I_{пр} + I_{обр}) e^{-\frac{t}{\tau_p}}. \quad (2.42)$$

Длительность t_p интервала рассасывания избыточного заряда неосновных носителей в базе определяется из (2.42) при условии $Q_p(t_p) = 0$:

$$t_p = \tau_p \ln \left(1 + \frac{I_{пр}}{I_{обр}} \right). \quad (2.43)$$

В течение интервала рассасывания неосновных носителей заряда в базе напряжение на обедненном слое перехода изменяется по закону $U(t) = \phi_T \cdot \ln(Q_p(t)/Q_B + 1)$, уменьшаясь от значения $U(0) = U_{пр}$ до значения $U(t_p) = 0$.

Падение напряжения на базе p - n -перехода при изменении тока с $I_{пр}$ до $(-I_{обр})$ скачком изменяется от $U'_6 = I_{пр} r'_6$ до $U''_6 = -I_{обр} r'_6$, вызывая в полном падении напряжения на переходе так называемый «омический скачок» $\Delta U_{pn} = -(I_{пр} + I_{обр}) r'_6$.

В течение стадии большой обратной проводимости рассасывание неосновных носителей заряда происходит в основном в приграничной области обедненного слоя, тогда как концентрация неосновных носителей в остальной части базы изменяется незначительно, поэтому в первом приближении можно полагать, что на рассматриваемой стадии переходного процесса падение напряжения на базе остается неизменным и равным $U''_6 = -I_{обр} r'_6$.

На стадии спада обратного тока граничная концентрация неосновных носителей заряда в базе становится меньше равновесной и переход смещается в обратном направлении. При этом обратный ток, обусловленный экстракцией и перезарядом барьерной емкости, уменьшается, стремясь к обратному тепловому току перехода. Падение напряжения на базе p - n -перехода за счет снижения обратного тока также уменьшается. Напряжение на переходе за счет перезаряда барьерной емкости становится отрицательным и стремится к величине, приблизительно равной $(-U_{г.обр})$, изменяясь по экспоненциальному закону. Таким образом, на стадии спада обратного тока переходный процесс обусловлен в основном перезарядом барьерной емкости перехода, а изменение напряжения и тока на p - n -переходе можно представить выражениями:

$$U_{pn}(t) \approx -U_{г.обр} \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{RC_6} \right) \right), \quad i(t) \approx -I_{обр} \exp \left(-\frac{t}{RC_6} \right).$$

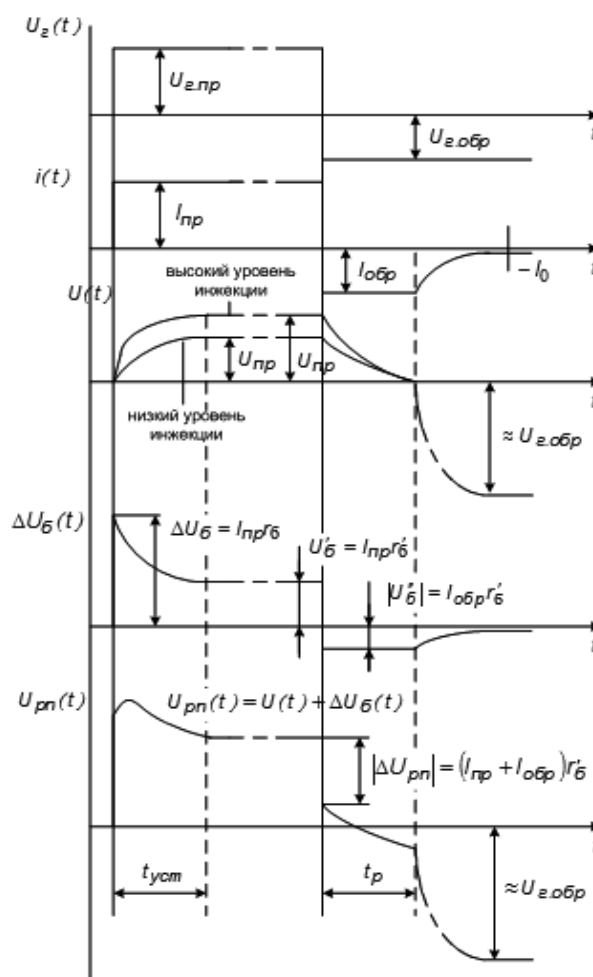


Рис. 2.9 – Переходные процессы в p - n -переходе при установлении прямого напряжения и при изменении напряжения с прямого на обратное

Принято считать, что стадия спада обратного тока заканчивается, когда обратный ток уменьшается до значения, равного $0,1I_{пр}$. Временные диаграммы токов и напряжений, соответствующие изменению напряжения с прямого на обратное, представлены на рисунке 2.9.

2.10 Контакты металл-полупроводник

За счет наличия сил притяжения между электронами и ядрами атомов кристаллической решетки энергия электронов в твердых телах меньше, чем энергия свободных электронов в вакууме.



.....
 Минимальная энергия χ_0 , необходимая для перевода электрона с энергетического уровня дна зоны проводимости в вакуум, называется внешней работой выхода или электронным сродством.

Явление выхода электронов из твердого тела в вакуум за счет тепловой энергии кристаллической решетки носит название *термоэлектронной эмиссии*. Плотность тока термоэмиссии определяется уравнением Ричардсона-Дэшмана вида:

$$j = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right), \quad (2.44)$$

где $A^* = (4\pi q_e m_n^* k^2) / h^3$ — постоянная Ричардсона для полупроводника; $\chi = \chi_0 - E_F$ — термодинамическая работа выхода электрона из твердого тела.



.....
Термодинамическая работа выхода представляет собой минимальную энергию, необходимую для перевода электрона в вакуум с энергетического уровня Ферми.

При идеальном контакте металла с полупроводником происходит переход электронов из материала с меньшей термодинамической работой выхода электронов в материал с большей работой выхода. В результате нарушается электрическая нейтральность областей, прилегающих к металлургической границе, и возникает контактное электрическое поле, которое характеризуется контактной разностью потенциалов:

$$\phi_k = \frac{\chi_m - \chi_p}{q_e}, \quad (2.45)$$

где χ_m, χ_p — термодинамическая работа выхода электронов из металла и из полупроводника соответственно.



.....
Переходный слой между металлом и полупроводником, в котором существует контактное электрическое поле, называют переходом Шоттки (Schottki).

Контактное электрическое поле на переходе Шоттки практически сосредоточено только в полупроводнике, так как концентрация носителей заряда в металле значительно больше концентрации носителей заряда в полупроводнике и перераспределение электронов в металле происходит в очень тонком слое, сравнимом с межатомным расстоянием.



.....
В зависимости от типа полупроводника и от соотношения термодинамических работ выхода для металла и для полупроводника в полупроводнике может возникать обедненный, инверсный или обогащенный слой.

Если $\chi_m > \chi_p$, то часть электронов из полупроводника переходит в металл. В результате в полупроводнике *n*-типа образуется обедненный основными носителями заряда (электронами) слой; а в полупроводнике *p*-типа — обогащенный основными

носителями заряда (дырками) слой. Если $\chi_m < \chi_p$, то часть электронов из металла переходит в полупроводник. В результате в полупроводнике p -типа образуется обедненный основными носителями заряда (дырками) слой; а в полупроводнике n -типа — обогащенный основными носителями заряда (электронами) слой. При $\chi_m \gg \chi_p$ в полупроводнике n -типа, а при $\chi_m \ll \chi_p$ в полупроводнике p -типа может образоваться даже инверсный слой.

В обедненных слоях пространственный заряд формируется в результате нарушения компенсации заряда ионизированных примесей основными носителями, а в обогащенных — из-за накопления основных носителей заряда.

Обедненный или инверсный слой обладает большим сопротивлением по сравнению с объемом полупроводника. В этом случае внешнее напряжение в основном прикладывается к области перехода, изменяет условия прохождения носителей заряда через переход. Следовательно, при образовании обедненного или инверсного слоя переход Шоттки обладает выпрямляющими свойствами (выпрямляющий контакт металл-полупроводник).

Обогащенный слой обладает малым сопротивлением по сравнению с объемом полупроводника. По этой причине суммарное сопротивление обогащенного и нейтрального слоев практически не зависит от полярности и величины внешнего напряжения, и контакт металл-полупроводник не обладает выпрямляющими свойствами. Невыпрямляющие контакты металл-полупроводник являются основой омических контактов.

2.11 Выпрямляющие контакты металл-полупроводник

Рассмотрим образование контакта металл-полупроводник при использовании полупроводника n -типа, выполнении условия $\chi_m > \chi_{p,n}$ и без учета поверхностного заряда на границе раздела.

Выпрямляющий контакт в равновесном состоянии

В силу условия $\chi_m > \chi_{p,n}$ электроны переходят из полупроводника в металл, и нарушается электрическая нейтральность приконтактных областей: в узком слое металла электроны образуют отрицательный заряд, а в обедненном электронами слое полупроводника нескомпенсированные ионизированные доноры — положительный заряд. В результате возникает внутреннее электрическое поле, напряженность которого направлена от полупроводника к металлу. Внутреннее электрическое поле является тормозящим для электронов, переходящих из полупроводника в металл. Переход электронов из полупроводника в металл будет продолжаться до тех пор, пока не наступит термодинамическое равновесие, при котором уровни Ферми металла и полупроводника становятся одинаковыми, и образуется единый уровень Ферми. Зонная энергетическая диаграмма выпрямляющего контакта металл-полупроводник представлена на рисунке 2.10.

При образовании обедненного слоя в полупроводнике n -типа потенциал внутреннего электрического поля на границе металл-полупроводник меньше, чем в объеме полупроводника, что приводит к изгибу энергетических зон полупроводника

вверх. В результате на контакте металл-полупроводник возникают два потенциальных барьера: потенциальный барьер $\Phi_{\text{м.п}}$ для электронов при переходе из металла в зону проводимости полупроводника и потенциальный барьер $\Phi_{\text{п.м}}$ для электронов при переходе из полупроводника в металл.

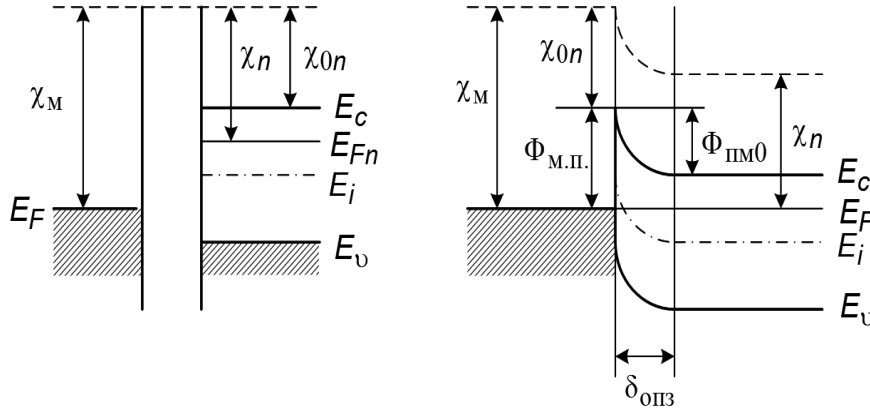


Рис. 2.10 – Зонная энергетическая диаграмма выпрямляющего контакта металл-полупроводник

Высота барьера $\Phi_{\text{м.п}}$ не зависит от концентрации примесей в полупроводнике и температуры, а определяется видом металла и полупроводника:

$$\Phi_{\text{м.п}} = \chi_{\text{м}} - \chi_{0n}, \quad (2.46)$$

где χ_{0n} — внешняя работа выхода электронов из полупроводника n -типа.

Потенциальный барьер $\Phi_{\text{п.м}}$ в состоянии термодинамического равновесия:

$$\Phi_{\text{п.м}0} = \chi_{\text{м}} - \chi_n. \quad (2.47)$$

Высота барьера $\Phi_{\text{п.м}0}$ с ростом концентрации примесей или при понижении температуры увеличивается, так как уменьшается термодинамическая работа выхода χ_n из-за смещения уровня Ферми в полупроводнике в сторону зоны проводимости.

Выпрямляющий контакт в неравновесном состоянии

При воздействии на контакт металл-полупроводник внешнего электрического поля потенциальный барьер $\Phi_{\text{м.п}}$ остается постоянным, а барьер $\Phi_{\text{п.м}}$ изменяется пропорционально величине внешнего напряжения U :

$$\Phi_{\text{п.м}} = \Phi_{\text{п.м}0} - q_e U.$$

Внешнее напряжение, которое создает электрическое поле, направленное противоположно внутреннему контактному полю, для контакта металл-полупроводник является прямым ($U > 0$). При использовании полупроводника n -типа отрицательный потенциал прямого напряжения прикладывается к полупроводнику, а положительный — к металлу.

При прямом напряжении уровень Ферми в полупроводнике смещается относительно уровня Ферми в металле в сторону увеличения, и высота потенциального барьера для электронов при переходе из полупроводника в металл снижается

(рис. 2.11). В результате поток электронов из полупроводника в металл увеличивается, а поток электронов из металла в полупроводник остается без изменения, следовательно, через контакт металл-полупроводник потечет прямой ток, плотность которого: $j_{пр} = j_{п.м} - j_{м.п} > 0$.

Внешнее напряжение, которое создает электрическое поле, совпадающее по направлению с внутренним контактным полем, для контакта металл-полупроводник является обратным ($U < 0$). При использовании полупроводника n -типа отрицательный потенциал обратного напряжения прикладывается к металлу, а положительный — к полупроводнику.

При обратном напряжении уровень Ферми в полупроводнике смещается относительно уровня Ферми в металле в сторону уменьшения и высота потенциального барьера для электронов при переходе из полупроводника в металл повышается (рис. 2.11). В результате поток электронов из полупроводника в металл уменьшается, а поток электронов из металла в полупроводник остается без изменения, следовательно, через контакт металл-полупроводник потечет обратный ток, плотность которого: $j_{обр} = j_{п.м} - j_{м.п} < 0$.

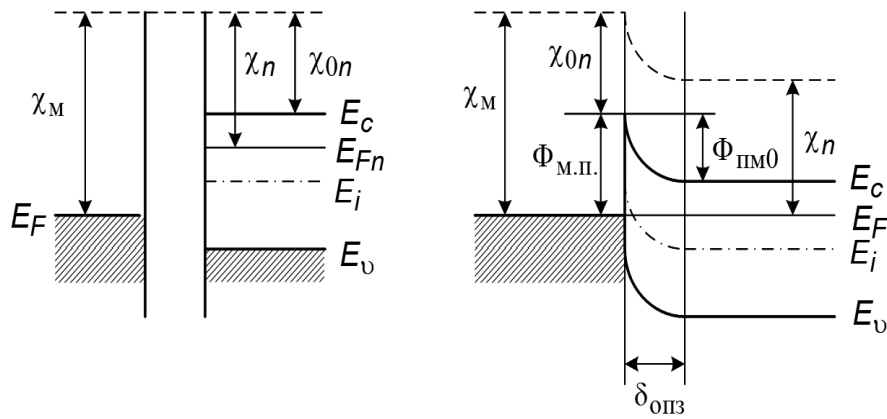


Рис. 2.11 – Зонные энергетические диаграммы выпрямляющего контакта металл-полупроводник при смещении в прямом (а) и обратном (б) направлениях

Вольт-амперная характеристика выпрямляющего контакта

Токи, образованные потоками электронов из металла в полупроводник и из полупроводника в металл, по своей природе являются термоэлектронными: $j_{м.п} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{м.п}}{kT}\right)$, $j_{п.м} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{м.п}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q_e U}{kT}\right)$.

Вольт-амперная характеристика выпрямляющего контакта металл-полупроводник определяется выражением:

$$I = S(j_{п.м} - j_{м.п}) = I_s \left(\exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right), \quad (2.48)$$

где $I_s = SA^* T^2 \exp\left(-\Phi_{м.п}/(kT)\right)$ — плотность тока насыщения; S — площадь контакта.

При $|U| \ll \phi_T$ выражение (2.48) принимает вид $I \approx (I_s/\phi_T) U$ то есть в области малых прямых и обратных смещений ток является линейной функцией приложенного напряжения.

При $U > 0$ и $U \gg \phi_T$ (практически при $U \geq 2,3\phi_T$) выражение (2.94) имеет вид $I = I_s \exp(U/\phi_T)$, то есть при больших прямых напряжениях ВАХ аппроксимируется экспоненциальной функцией.

При $U < 0$ и $U \gg \phi_T$ (практически при $U \leq -2,3\phi_T$) выражение (2.94) принимает вид $I = -I_s$, то есть при больших обратных напряжениях через контакт металл-полупроводник протекает обратный ток, величина которого не зависит от приложенного напряжения.

ВАХ идеализированного контакта металл-полупроводник представлена на рисунке 2.12.

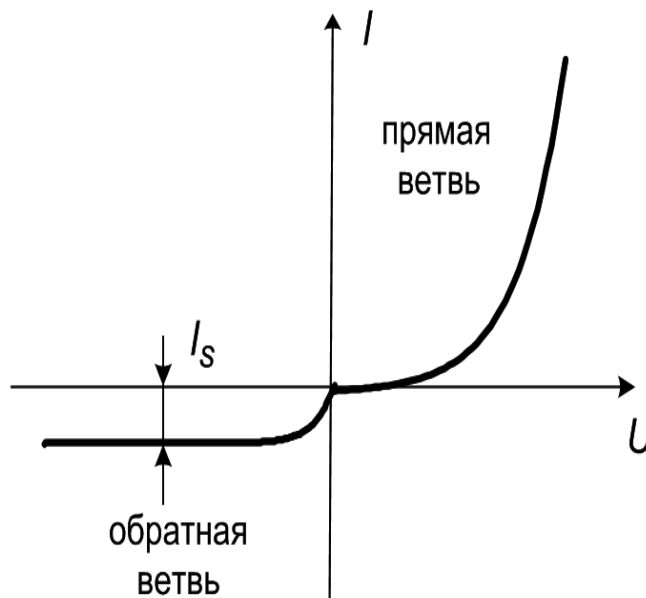


Рис. 2.12 – Вольт-амперная характеристика идеализированного выпрямляющего контакта металл-полупроводник

Дифференциальное сопротивление идеализированного контакта металл-полупроводник определяется выражением:

$$r_{\text{диф}} = \frac{dU}{dI} = \frac{\phi_T}{I + I_s}. \quad (2.49)$$

При прямом внешнем напряжении $I > 0$ и дифференциальное сопротивление уменьшается с ростом прямого тока. Если прямое напряжение удовлетворяет условию $U \geq 2,3\phi_T$, то можно считать, что дифференциальное сопротивление $r_{\text{диф}} \approx \phi_T/I = kT/(q_e I)$ прямо пропорционально температуре.

При обратном напряжении $I < 0$, дифференциальное сопротивление резко увеличивается с ростом обратного тока и при $I \rightarrow (-I_s)$ $r_{\text{диф}} \rightarrow \infty$.

Распределение напряженности и потенциала в области пространственного заряда

Если принять, что заряд обедненного слоя контакта металл-полупроводник обусловлен только ионизированными донорами, то распределение напряженности и потенциала в обедненном слое можно получить из решения уравнения Пуассона на $\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{q_e N_D}{\epsilon\epsilon_0}$, удовлетворяющего граничным условиям $\phi(0) = -\frac{\Phi_{п.м0}}{q_e} + U$,

$$\phi(\delta_{опз}) = 0, \quad \frac{d\phi(\delta_{опз})}{dx} = -E(\delta_{опз}) = 0:$$

$$\phi(x) = -\frac{q_e N_D}{2\epsilon\epsilon_0} (\delta_{опз} - x)^2, \quad E(x) = -\frac{d\phi(x)}{dx} = -\frac{q_e N_D}{\epsilon\epsilon_0} (\delta_{опз} - x). \quad (2.50)$$

Электрическое поле в области пространственного заряда контакта металл-полупроводник характеризуется линейным распределением напряженности и квадратичным распределением потенциала (рис. 2.13).

Толщина области пространственного заряда контакта металл-полупроводник:

$$\delta_{опз} = \frac{1}{q_e} \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{N_D} (\Phi_{п.м0} - q_e U)}. \quad (2.51)$$

Толщина области пространственного заряда зависит от величины и полярности внешнего напряжения: рост прямого напряжения ($U > 0$) вызывает уменьшение, а рост обратного напряжения ($U < 0$) — увеличение толщины области пространственного заряда. При достаточно большом прямом напряжении, когда $q_e U = \Phi_{п.м0}$, обедненный слой исчезает ($\delta_{опз} = 0$) и поданное напряжение равномерно распределяется по всей длине полупроводника.

Емкость контакта металл-полупроводник

Модуляция толщины области пространственного заряда под действием внешнего напряжения сопровождается изменением заряда обедненного слоя, следовательно, контакт металл-полупроводник обладает электрической емкостью:

$$C = \frac{dQ_{опз}(U)}{dU} = -S \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 N_D q_e^2}{2(\Phi_{п.м0} - q_e U)}}. \quad (2.52)$$

Знак «минус» в выражении (2.52) означает, что положительному приращению напряжения соответствует отрицательное приращение заряда. Физически это объясняется тем, что увеличение прямого напряжения приводит к уменьшению толщины обедненного слоя, а следовательно, и пространственного заряда. Рассматривая емкость контакта металл-полупроводник как положительную величину, найдем:

$$C_{м.п} = \left| \frac{dQ_{опз}(U)}{dU} \right| = S \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 N_D q_e^2}{2(\Phi_{п.м.0} - q_e U)}}. \quad (2.53)$$

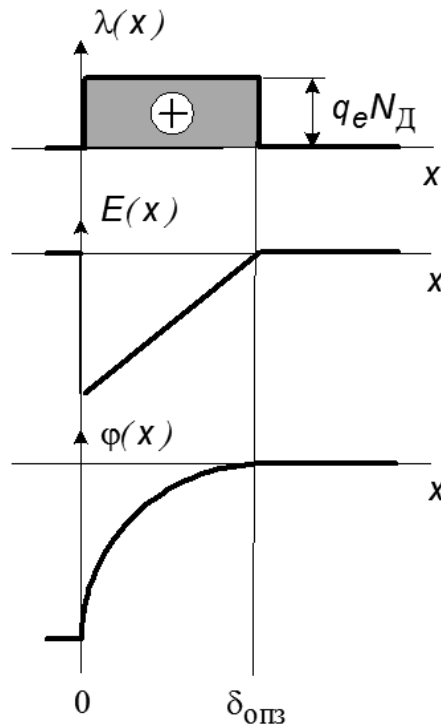


Рис. 2.13 – Распределение плотности объемного заряда, напряженности и потенциала в выпрямляющем контакте металл-полупроводник

Эффект Шоттки



.....
Эффект Шоттки заключается в понижении высоты потенциального барьера на контакте металл-полупроводник под влиянием сильного электрического поля и сил зеркального изображения.

Сущность сил зеркального изображения состоит в том, что на электрон, находящийся в полупроводнике на расстоянии x от металлургической границы, действует сила притяжения, по величине равная силе взаимодействия между двумя точечными зарядами — электроном и его положительным зеркальным изображением в металле.

Потенциальная энергия электрона, обусловленная внешним электрическим полем и силами зеркального изображения, определяется выражением:

$$\Phi(x) = \Phi_{\text{зи}}(x) + \Phi_E(x) = -\frac{q_e^2}{16\pi\epsilon_{\text{п}}\epsilon_0 x} - q_e E x. \quad (2.54)$$

Функция (2.54) имеет максимум в точке $x_m = \sqrt{q_e / (16\pi\epsilon_{\text{п}}\epsilon_0 E)}$, где $E = \sqrt{2N_D} \cdot \sqrt{(\Phi_{\text{п.м.0}} - q_e U) / (\epsilon\epsilon_0)}$.

Высота потенциального барьера, который необходимо преодолеть электрону для выхода из металла в полупроводник (рис. 2.14), изменяется на величину $\Delta\Phi =$

$$= -\Phi(x_m) = \beta_{\text{ш}} \sqrt[4]{\Phi_{\text{п.м.0}} - q_e U}, \text{ где } \beta_{\text{ш}} = \sqrt[4]{\frac{q_e^6 N_D}{8\pi(\epsilon\epsilon_0)^3}}.$$

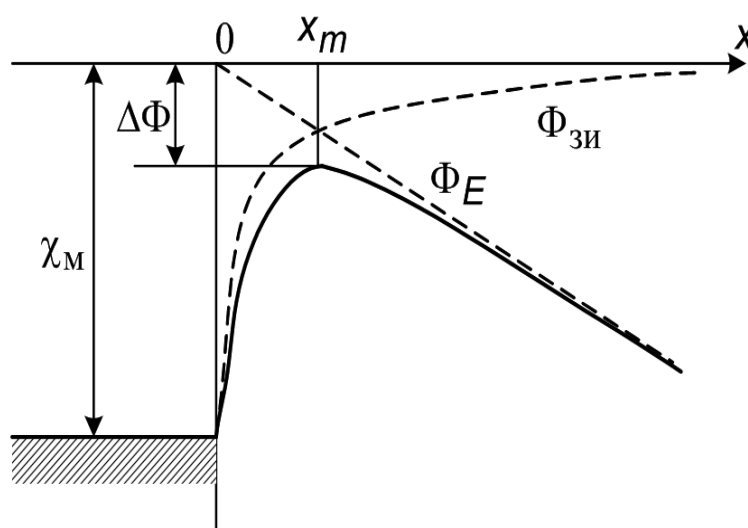


Рис. 2.14 – Эффект Шоттки

С учетом эффекта Шоттки выражение для ВАХ выпрямляющего контакта металл-полупроводник имеет вид:

$$I = SA^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{\text{м.п}} - \Delta\Phi}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1\right]. \quad (2.55)$$

При прямом напряжении эффект Шоттки вызывает смещение ВАХ вниз относительно ВАХ идеального контакта металл-полупроводник. Влияние эффекта Шоттки можно учесть, аппроксимируя (2.55) выражением вида:

$$I = I_s \exp\left(\frac{U}{n\phi_T}\right), \quad (2.56)$$

где n — безразмерный параметр неидеальности ВАХ контакта металл-полупроводник ($n > 1$).

При обратном напряжении, эффект Шоттки приводит к увеличению обратного тока. Для достаточно больших обратных напряжений $I_{\text{обр}} \approx SA^* T^2 \exp(-\Phi_{\text{м.п.}}/kT) \cdot \exp[\beta_{\text{ш}} \sqrt{q_e |U|}/kT]$, откуда видно, что обратный ток с ростом обратного напряжения растет.

2.12 Омические контакты



.....
Контакты, для которых в определенных диапазонах изменения токов и напряжений выполняется закон Ома, называют омическими.

Омические контакты являются обязательными элементами любого полупроводникового прибора и служат для формирования внешних выводов от полупроводниковых областей.

Омические контакты не должны оказывать существенного влияния на характеристики и параметры твердотельных приборов, поэтому к омическим контактам предъявляют следующие *основные требования*:

- *малое падение напряжения по сравнению с падением напряжения на активной области прибора;*
- *линейность и симметричность вольт-амперной характеристики;*
- *отсутствие инжекции в активные области неосновных носителей заряда, искажающих работу прибора;*
- *высокая скорость рекомбинации.*

Электрическими свойствами омических контактов обладают контакты металл-полупроводник в режиме обогащения, у которых удельные сопротивления приграничных обогащенных слоев существенно меньше сопротивлений нейтральных областей полупроводников. Однако из-за наличия поверхностных состояний на границе раздела металла и полупроводника создать контакт металл-полупроводник с обогащенным слоем практически невозможно.

В качестве омического контакта можно использовать контакт металл-полупроводник, имеющий малую высоту потенциального барьера или туннельно-прозрачный обедненный слой.

При $|U| \ll \phi_T$ ВАХ выпрямляющего контакта металл-полупроводник удовлетворяет требованиям линейности и симметричности, а удельное сопротивление $\rho_k \sim (\phi_T/n_0) \exp(\Phi_{п.м.0}/(kT))$, то есть *удельное сопротивление контакта металл-полупроводник зависит от равновесной концентрации n_0 основных носителей заряда в полупроводнике и величины $\Phi_{п.м.0}$ потенциального барьера для электронов при переходе из полупроводника в металл в равновесном состоянии. Для получения малых значений удельного сопротивления необходимо изготавливать контакты с малым изгибом энергетических зон.*

В случае туннельно-прозрачного обедненного слоя справедливо $\rho_k \sim \exp\left(\frac{2\sqrt{\epsilon m_n^*}}{q_e \hbar \sqrt{N_D}} \Phi_{м.п}\right)$, то есть *удельное сопротивление омического контакта в случае туннельно-прозрачного обедненного слоя более сильно зависит от концентрации примесей, чем для обедненного слоя с малой высотой потенциального барьера.*

Следует отметить, что на величину удельного сопротивления омических контактов влияют также способ обработки поверхности полупроводника перед нанесением металла, вид металла или сплава и способ их нанесения на полупроводник.

При использовании слаболегированных полупроводников с большой шириной запрещенной зоны изготовить контакт металл-полупроводник с малой высотой потенциального барьера практически невозможно. В этом случае для изготовления омического контакта на поверхности полупроводника обычно создают дополнительный высоколегированный слой, который обеспечивает малую толщину области пространственного заряда, необходимую для туннельного переноса электронов. Для создания высоколегированного слоя применяют такие технологические процессы, как диффузию примеси, двойную эпитаксию, ионную имплантацию. Типичная структура омического контакта содержит переход металл-полупроводник ($Me-n^+$) и электронно-электронный n^+-n -переход.

2.13 Структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП-структуры)

Многослойные структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП-структуры) связаны с развитием планарной технологии и лежат в основе полупроводниковых приборов, в которых используется эффект поля: приборов с зарядовой связью, полевых транзисторов с изолированным затвором, репрограммируемых элементов памяти с плавающим затвором и др. МДП-структуры широко используются для исследования физических процессов на границе раздела диэлектриков с полупроводниками.

Простейшая МДП-структура представляет собой многослойную структуру, содержащую монокристаллическую пластину полупроводника с омическим контактом, на свободную планарную поверхность которой нанесен тонкий слой диэлектрика, покрытый металлическим электродом (рис. 2.15).

Полупроводниковая пластина называется *подложкой*, металлический электрод, нанесенный на слой диэлектрика, — *затвором*, а диэлектрик — *подзатворным диэлектриком*. Чаще всего в качестве полупроводника в МДП-структурах используют кремний, а роль диэлектрика выполняет диоксид кремния (SiO_2), поэтому для МДП-структур употребляется также название МОП-структуры (металл-окисел-полупроводник). Толщина подзатворного слоя диэлектрика может варьироваться в диапазоне от $15\text{--}20\text{ \AA}$ до $(1\text{--}2)\cdot 10^3\text{ \AA}$, а линейные размеры МДП-структур вдоль поверхности подложки составляют величины от нескольких микрон до нескольких миллиметров и более.

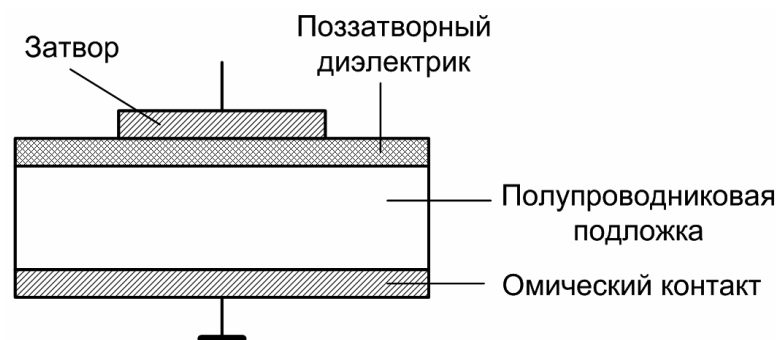


Рис. 2.15 – Структура металл-диэлектрик-полупроводник

Простейшая МДП-структура является МДП-конденсатором, емкость которого зависит от напряжения между электродами.

Напряжение, приложенное к МДП-структуре, считается положительным, если на затвор подан положительный потенциал относительно омического контакта к подложке, и отрицательным, если на затвор относительно омического контакта к подложке подан отрицательный потенциал.

Для модели *идеальной МДП-структуры* характерны следующие допущения:

- термодинамические работы выхода электронов из металла и полупроводника одинаковы: $\chi_{\text{м}} = \chi_{\text{п}}$, следовательно, при отсутствии внешнего электрического поля энергетические зоны полупроводника не изогнуты (состояние плоских зон);

- поверхностные состояния на границе раздела полупроводник-диэлектрик, а также заряженные центры в слое диэлектрика отсутствуют, поэтому при действии любых внешних электрических полей возникают только заряд в подложке и равный ему по величине заряд противоположного знака на затворе;
- при действии постоянного внешнего напряжения любой величины отсутствует перенос носителей заряда через слой диэлектрика, то есть сопротивление диэлектрика постоянному току бесконечно велико.

МДП-структуры, близкие к идеальным, получают, используя «хлорную» технологию термического выращивания двуокиси кремния на кремнии, причем для кремния n -типа в качестве материала затвора используется алюминий, а для кремния p -типа используется золото.

МДП-структуры, для которых не выполняется хотя бы одно из вышеперечисленных допущений, получили название *реальных МДП-структур*.

Зонные энергетические диаграммы идеальной МДП-структуры в равновесных условиях представлены на рисунке 2.16.

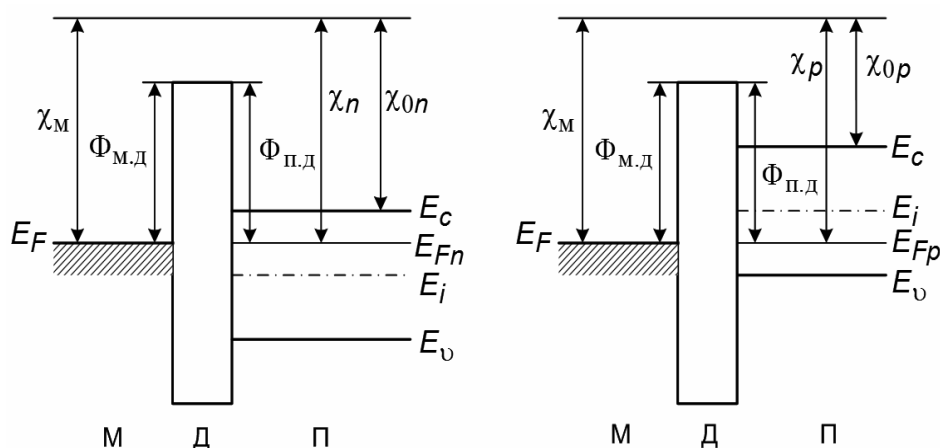


Рис. 2.16 – Зонные энергетические диаграммы идеальной МДП-структуры в равновесных условиях

При подаче на МДП-структуру внешнего напряжения под затвором возникает электрическое поле. Поскольку в идеальном диэлектрике отсутствуют несвязанные заряды, электрическое поле в нем не экранируется, а проникает в приповерхностный слой подложки, где вызывает изменение концентрации носителей заряда. В зависимости от полярности и величины приложенного напряжения приповерхностный слой подложки оказывается в режиме обогащения, обеднения или инверсии.

Если на МДП-структуру подано положительное напряжение, то напряженность электрического поля направлена от затвора к подложке. В полупроводнике n -типа такое поле притягивает свободные электроны из объема полупроводника к границе раздела полупроводник-диэлектрик. В результате в приграничной области полупроводника возникает объемный отрицательный заряд, который вследствие диффузионного выравнивания концентраций электронов располагается в слое конечной толщины. Так как концентрация основных носителей заряда (электронов) в области пространственного заряда больше, чем в объеме кристалла, то область

пространственного заряда является обогащенным слоем, а МДП-структура находится в режиме обогащения. Электрическое поле уменьшает величину потенциальной энергии электронов в области пространственного заряда, по сравнению с энергией электронов в объеме полупроводника, поэтому края энергетических зон в области пространственного заряда изогнуты вниз, то есть у границы раздела полупроводника и диэлектрика для электронов образуется потенциальная яма (рис. 2.17, а). В слое диэлектрика из-за отсутствия объемного заряда напряженность электрического поля остается постоянной, поэтому энергия электронов при переходе от затвора к полупроводнику увеличивается по линейному закону.

При подаче на МДП-структуру отрицательного напряжения напряженность электрического поля направлена от подложки к затвору. Если в качестве подложки используется полупроводник n -типа, то электрическое поле отталкивает электроны от границы раздела полупроводник-диэлектрик в глубину объема полупроводника. Когда приложенное отрицательное напряжение невелико, в приграничной области полупроводника возникает объемный положительный заряд, образованный некомпенсированными ионами донорной примеси. Так как концентрация основных носителей заряда (электронов) в области пространственного заряда меньше, чем в объеме кристалла, то область пространственного заряда является обедненным слоем, а МДП-структура находится в режиме обеднения. Электрическое поле вызывает увеличение потенциальной энергии электронов в области пространственного заряда по сравнению с энергией электронов в объеме полупроводника, поэтому края энергетических зон в области пространственного заряда изогнуты вверх, то есть у границы раздела полупроводника и диэлектрика для электронов образуется потенциальный барьер (рис. 2.17, б). В слое диэлектрика энергия электронов при переходе от затвора к полупроводнику уменьшается по линейному закону.

При больших отрицательных напряжениях энергетические зоны искривляются вверх настолько сильно, что вблизи границы полупроводника и диэлектрика уровень Ферми пересекает середину запрещенной зоны. В этом случае дырки вытесняются из объема полупроводника к границе раздела с диэлектриком, образуя приграничный заряженный слой, в котором дырки становятся основными, а электроны — неосновными носителями заряда. Из-за инверсии электропроводности данный слой называется инверсным. При образовании инверсного слоя МДП-структура находится в режиме инверсии. При этом в области пространственного заряда полупроводника существуют два слоя: инверсный и обедненный (рис. 2.17, в).

Емкость идеальной МДП-структуры

Изменение напряжения, приложенного к МДП-структуре, сопровождается изменением поверхностной плотности σ_3 заряда на ее затворе, следовательно, МДП-структура характеризуется удельной дифференциальной емкостью:

$$C_{\text{мдп}} = \frac{d\sigma_3}{dU}. \quad (2.57)$$

Напряжение, приложенное к идеальной МДП-структуре, распределяется между слоем диэлектрика и подложкой: $U = U_d + \psi_s$, где U_d — падение напряжения на диэлектрике, ψ_s — поверхностный потенциал.

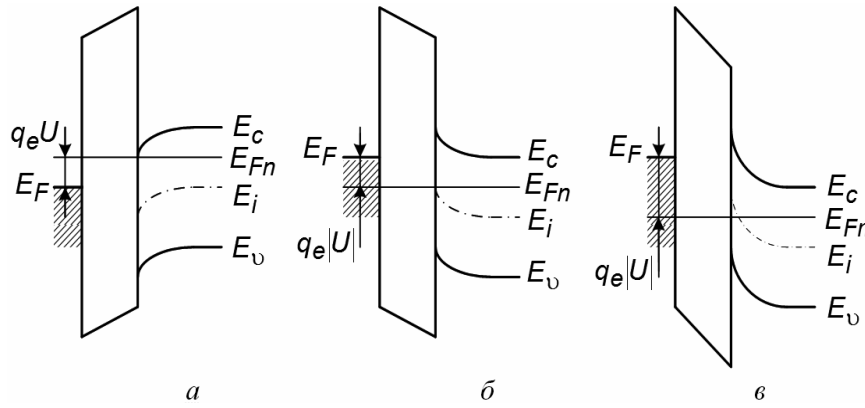


Рис. 2.17 – Зонные энергетические диаграммы МДП-структуры с полупроводником n -типа в режиме обогащения (а), обеднения (б) и инверсии (в)

Тогда удельную дифференциальную емкость можно представить как последовательное соединение емкости $C_d = \epsilon_d \epsilon_0 / d_d$ диэлектрика и емкости $C_{опз} = d\sigma_s / d\psi_s$ области пространственного заряда:

$$C_{мдп} = \left(\frac{dU}{d\sigma_s} \right)^{-1} = \left(\frac{dU_d}{d\sigma_s} + \frac{d\psi_s}{d\sigma_s} \right)^{-1} = (C_{опз}^{-1} + C_d^{-1})^{-1}.$$

Так как удельная емкость $C_{опз}$ является функцией поверхностного потенциала, то удельная дифференциальная емкость $C_{мдп}$ зависит от напряжения на МДП-структуре.

При внешнем напряжении, равном нулю, идеальная МДП-структура находится в режиме плоских зон и удельная емкость МДП-структуры:

$$C_{мдп} = C_{пз} = \epsilon_d \epsilon_0 \left(d_d + \frac{\epsilon_d}{\epsilon} L_{Dp} \right)^{-1}. \quad (2.58)$$

Если МДП-структура находится в режиме обогащения, то удельная емкость $C_{мдп}$ растет при увеличении приложенного напряжения и, начиная с некоторого напряжения, становится практически постоянной величиной $C_{мдп} \approx C_d$.

В режиме обеднения удельная емкость $C_{мдп}$ определяется формулой:

$$C_{мдп} = \left(\left(\frac{\epsilon_d \epsilon_0}{d_d} \right)^{-1} + \left(\frac{\epsilon \epsilon_0 q_e N_A}{2(\phi_s - \phi_T)} \right)^{-\frac{1}{2}} \right)^{-1}. \quad (2.59)$$

По мере увеличения напряжения емкость МДП-структуры уменьшается до тех пор, пока в области пространственного заряда не возникнет инверсный слой.

Изменение поверхностной плотности заряда инверсного слоя происходит за счет диффузии неосновных носителей заряда, тепловой генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар. Диффузия неосновных носителей заряда, а также их генерация и рекомбинация являются более медленными процессами, чем процесс перераспределения основных носителей заряда, поэтому емкость МДП-структуры зависит от частоты приложенного напряжения.

Возникновение инверсного слоя приводит к тому, что при увеличении напряжения удельная емкость МДП-структуры увеличивается.

В режиме слабой инверсии рост удельной емкости МДП-структуры проявляется мало.

В режиме сильной инверсии удельная емкость МДП-структуры растет и, начиная с некоторого напряжения, достигает величины $C_{\text{МДП}} = C_{\text{д}}$ (рис. 2.18, кривая 1).

На высокой частоте поверхностная плотность заряда электронов в инверсном слое не успевает реагировать на изменение напряжения, и тогда $C_{\text{МДП}} = C'_{\text{М}} = \epsilon_{\text{д}}\epsilon_0 / \left(d_{\text{д}} + \frac{\epsilon_{\text{д}} d_{\text{max}}}{\epsilon} \right)$, где $d_{\text{max}} = \sqrt{\frac{4\epsilon\epsilon_0\Phi_T}{q_e N_A} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)}$ – толщина области обеднения в режиме сильной инверсии.

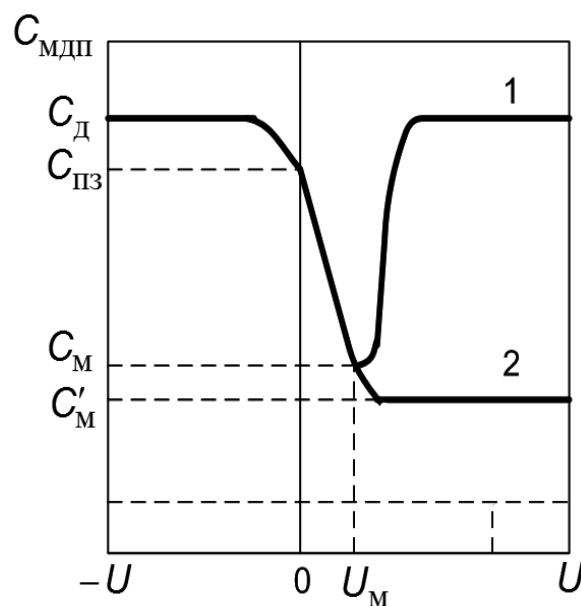


Рис. 2.18 – Вольт-фарадные характеристики идеальной МДП-структуры в области низких частот (кривая 1) и высоких частот (кривая 2)

Емкость реальной МДП-структуры

Отличия удельных емкостей идеальных и реальных МДП-структур обусловлены следующими факторами:

- разной термодинамической работой выхода электронов из затвора и подложки, что обуславливает возникновение контактной разности потенциалов;
- наличием поверхностных зарядов на границе раздела полупроводник-диэлектрик и объемных зарядов в слое диэлектрика.

Указанные факторы приводят к тому, что, во-первых, состояние плоских зон возникает при напряжении на МДП-структуре, отличном от нуля, и, во-вторых, зависимость поверхностного потенциала от напряжения становится более слабой. Кроме того, при низкой частоте приложенного напряжения за счет перезарядки поверхностных состояний появляется дополнительная емкость $C_{\text{пов}}$.

В результате низкочастотная удельная дифференциальная емкость МДП-структуры определяется выражением $C_{нч} = (C_d^{-1} + (C_{опз} + C_{пов})^{-1})^{-1}$.

При высокой частоте приложенного напряжения поверхностные состояния не перезаряжаются, поэтому высокочастотная удельная дифференциальная емкость МДП-структуры определяется выражением $C_{вч} = (C_d^{-1} + C_{опз}^{-1})^{-1}$.

2.14 Гетеропереходы

Полупроводники, образующие гетеропереход, должны иметь близкие кристаллические структуры. На практике обеспечить идеальное согласование кристаллических структур и коэффициентов термического расширения невозможно, поэтому на границе раздела гетероперехода обычно возникают большие механические напряжения, которые вызывают появление дислокаций несоответствия. Дислокации несоответствия создают на границе раздела полупроводников высокую плотность электронных состояний, энергетические уровни которых расположены в запрещенных зонах. Энергетические уровни граничных электронных состояний могут играть роль ловушек или центров рекомбинации, существенно влияя на электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов.

Типичными примерами гетеропереходов являются переходы *AlGaAs-GaAs*, *GaAsP-GaAs*, *GaAsP-GaP*, *InP-GaInAs*.

Гетеропереходы между двумя монокристаллами можно разделить на резкие и плавные в зависимости от того, на каком расстоянии от границы раздела происходит переход от одного материала к другому. Если такой переход осуществляется в пределах нескольких межатомных расстояний, то гетеропереход называют резким. Ширина плавного гетероперехода составляет несколько диффузионных длин.



В зависимости от соотношения типов проводимости контактирующих полупроводников гетеропереходы подразделяются на *изотипные*, когда контактирующие полупроводники обладают одинаковым типом проводимости, и *анизотипные*, когда типы проводимости контактирующих полупроводников различны.

В настоящее время достаточно хорошо разработана теория резких гетеропереходов, которая позволяет объяснить большинство наблюдаемых экспериментальных фактов.

Энергетические диаграммы резких гетеропереходов

Рассмотрим энергетические диаграммы резких гетеропереходов без учета граничных энергетических состояний. В общем случае контактирующие полупроводники могут отличаться не только шириной запрещенной зоны, но и электронным сродством, термодинамической работой выхода, относительной диэлектрической проницаемостью.

Рассмотрим анизотипный гетеропереход, у которого ширина запрещенной зоны полупроводника p -типа ΔE_{gp} меньше ширины запрещенной зоны полупроводника n -типа ΔE_{gn} , а электронное сродство у полупроводника p -типа χ_{0p} больше, чем у полупроводника n -типа χ_{0n} . Энергетические диаграммы изолированных полупроводников представлены на рисунке 2.20, а.

Из-за разности значений ширины запрещенной зоны и электронного сродства границы разрешенных энергетических зон в p - и n -полупроводниках не совпадают: между ними существуют разрывы ΔE_c и ΔE_v (рис. 2.19).

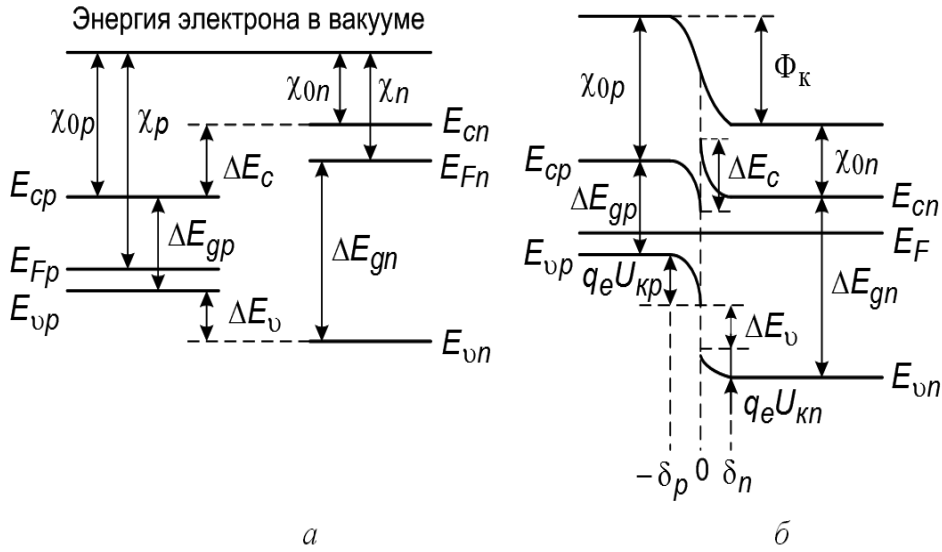


Рис. 2.19 – Зонные энергетические диаграммы изолированных полупроводников (а) и идеального p - n -гетероперехода (б)

При образовании гетероперехода за счет электронного обмена между контактирующими полупроводниками устанавливается состояние равновесия, когда положение уровня Ферми по обе стороны гетероперехода становится одинаковым (рис. 2.19, б). Из-за разницы термодинамических работ выхода электронов на границе раздела полупроводников возникает контактная разность потенциальных энергий электронов $\Phi_K = \chi_p - \chi_n$. Энергетические разрывы между границами разрешенных зон изолированных полупроводников сохраняются и в гетеропереходе. Из энергетической диаграммы идеального гетероперехода (рис. 2.19, б) следует:

$$\Delta E_c = \chi_{0p} - \chi_{0n}, \quad \Delta E_v = \Delta E_{gn} - \Delta E_{gp} - \Delta E_c. \quad (2.60)$$

Изгибы границ энергетических зон вблизи границы раздела обусловлены образованием обедненных слоев толщиной δ_n и δ_p , содержащих объемные нескомпенсированные заряды ионизированных доноров и акцепторов. Величины изгибов $q_e U_{kn}$ и $q_e U_{kp}$ определяются внутренней разностью потенциальных энергий в обедненных слоях, причем $\Phi_K = q_e U_{kn} + q_e U_{kp}$.

Принципиальное отличие рассматриваемого p - n -гетероперехода от p - n -перехода (гомоперехода) заключается в различии высот потенциальных барьеров для электронов и дырок при переходе через границу раздела.

Из рис. 2.19, б видно, что для перехода из n - в p -область электрон должен преодолеть потенциальный барьер высотой $|\Phi_{bn}| = q_e U_{kn}$, а переход дырок из p - в n -

область связан с преодолением барьера высотой $|\Phi_{\text{бр}}| = q_e U_{\text{кр}} + q_e U_{\text{кл}} + \Delta E_v$, где $U_{\text{кл}}$ и $U_{\text{кр}}$ — контактная разность потенциалов в n -области и в p -области соответственно.

Отсюда следует возможность реализации случая, когда $|\Phi_{\text{бр}}| \gg |\Phi_{\text{бн}}|$. При подаче прямого напряжения на такой гетеропереход инжекционная составляющая тока будет практически полностью обеспечиваться электронами полупроводника с большей шириной запрещенной зоны.

Если анизотипный гетеропереход образован полупроводниками, для которых $\Delta E_{\text{гр}} < \Delta E_{\text{гн}}$, $\chi_{0p} < \chi_{0n}$, то в соответствии с выражением (2.60) энергетический разрыв между энергетическими уровнями дна зоны проводимости в полупроводниках p - и n -типов становится отрицательным. Это значит, что на границе раздела дно зоны проводимости у полупроводника p -типа расположено выше, чем у полупроводника n -типа (рис. 2.20,а).

При $\Delta E_{\text{гр}} < \Delta E_{\text{гн}}$ и $\chi_{0p} = \chi_{0n}$ разрыв зоны проводимости в гетеропереходе исчезает, а разрыв валентной зоны определяется разницей в ширине запрещенных зон контактирующих полупроводников: $\Delta E_v = \Delta E_{\text{гн}} - \Delta E_{\text{гр}}$ (рис. 2.20,б).

Зонная энергетическая диаграмма изотипного p - p -гетероперехода, у которого $\Delta E_{\text{гр}1} < \Delta E_{\text{гр}2}$ и $N_{A1} < N_{A2}$, представлена на рисунке 2.20, в. Высота потенциального барьера для электронов, переходящих из области p_1 в область p_2^+ определяется выражением:

$$|\Phi_{\text{бн}}| = q_e U_{\text{кр}1} + q_e U_{\text{кр}2} + \Delta E_c = \Phi_k + \Delta E_c.$$

Применение гетеропереходов позволяет значительно повысить потенциальный барьер для неосновных носителей заряда, переходящих из области p_1 в область p_2^+ , причем он может существовать даже при $N_{A1} \geq N_{A2}$. Это используется на практике для ограничения области накопления неосновных носителей. Например, для гетероперехода со структурой GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As при $N_{A1} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{A2} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ потенциальный барьер для электронов, переходящих из области p_1 в область p_2^+ , составляет $\phi_{\text{бн}} = |\Phi_{\text{бн}}|/q_e = 0,42 \text{ В}$, тогда как для p - p -гомоперехода $\phi_{\text{бн}} = \phi_k = \phi_T \ln(N_{A2}/N_{A1}) = 0,06 \text{ В}$.

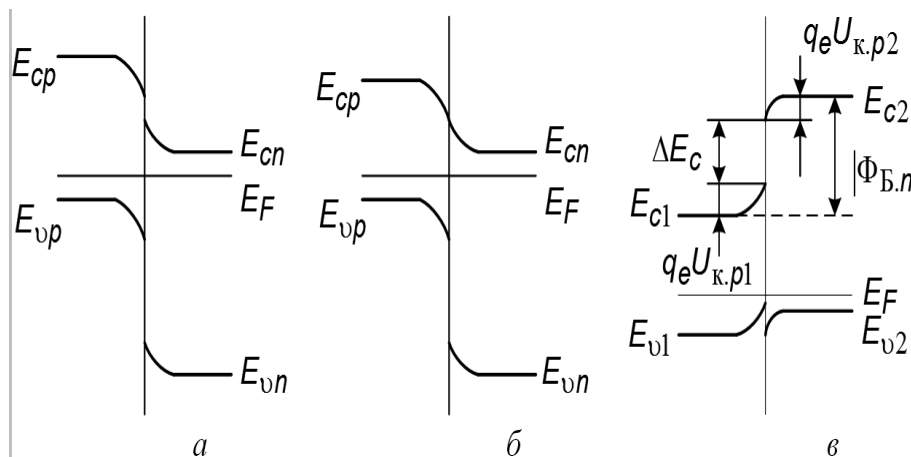


Рис. 2.20 – Зонные энергетические диаграммы идеальных p - n -гетеропереходов (а, б) и идеального p - p -гетероперехода (в)

Распределение потенциала в резком гетеропереходе

Для ступенчатого p - n -гетероперехода, с постоянными концентрациями примесей p - и n -областей объемная плотность заряда в обедненном слое определяется выражением:

$$\lambda(x) = \begin{cases} -q_e N_A; & -\delta_p \leq x < 0; \\ q_e N_D; & 0 < x \leq \delta_n, \end{cases}$$

а граничные условия записываются в виде: $\Phi(-\delta_p) = -E_{cp}/q_e$, $d\Phi(-\delta_p)/dx = 0$, $\Phi(\delta_n) = -E_{cn}/q_e$, $d\Phi(\delta_n)/dx = 0$.

С учетом граничных условий распределение потенциала определяется выражениями:

$$\Phi(x) = \begin{cases} -\frac{E_{cp}}{q_e} + \frac{q_e N_A}{2\varepsilon_p \varepsilon_0} (\delta_p + x)^2; & -\delta_p \leq x \leq 0; \\ -\frac{E_{cn}}{q_e} - \frac{q_e N_D}{2\varepsilon_n \varepsilon_0} (\delta_n - x)^2; & 0 \leq x \leq \delta_n. \end{cases}$$

Контактные разности потенциалов в p - и n -областях:

$$U_{kp} = \frac{\Phi(-\delta_p) - \Phi_0}{q_e} = \frac{q_e N_A \delta_p^2}{2\varepsilon_p \varepsilon_0}, \quad U_{kn} = \frac{\Phi_0 - \Phi(\delta_n)}{q_e} = \frac{q_e N_D \delta_n^2}{2\varepsilon_n \varepsilon_0},$$

а контактная разность потенциальных энергий электронов:

$$\Phi_k = q_e U_{kp} + q_e U_{kn} = \frac{q_e^2}{2\varepsilon_0} \left(\frac{N_A \delta_p^2}{\varepsilon_p} + \frac{N_D \delta_n^2}{\varepsilon_n} \right).$$

Ширина обедненного слоя гетероперехода в отсутствие внешнего напряжения:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon_p \varepsilon_n \varepsilon_0 (N_A + N_D)^2 \Phi_k}{q_e^2 N_A N_D (\varepsilon_n N_A + \varepsilon_p N_D)}}.$$

Ширину обедненного слоя при подаче внешнего напряжения U можно найти, заменив величину Φ_k на $(\Phi_k - q_e U)$:

$$\delta(U) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_p \varepsilon_n \varepsilon_0 (N_A + N_D)^2 (\Phi_k - q_e U)}{q_e^2 N_A N_D (\varepsilon_n N_A + \varepsilon_p N_D)}}. \quad (2.61)$$



Выводы

Таким образом, для резкого анизотипного гетероперехода зависимость толщины обедненного слоя от внешнего напряжения аналогична резкому электронно-дырочному гомопереходу: при увеличении прямого напряжения обедненный слой сужается, а при увеличении обратного напряжения — расширяется.

Емкость гетеропереходов

Емкость анизотипных гетеропереходов обусловлена изменением неподвижных нескомпенсированных зарядов в обедненном слое под действием приложенного напряжения.

Для ступенчатого p - n -перехода:

$$C_{p-n} = S \sqrt{\frac{q_e^2 \epsilon_p \epsilon_n \epsilon_0 N_A N_D}{2 (\epsilon_n N_A + \epsilon_p N_D) (\Phi_k - q_e U)}}. \quad (2.62)$$

Соотношение (2.62) справедливо для резких анизотипных гетеропереходов с малой плотностью состояний на границе раздела. Для случая высокой плотности граничных состояний выражение для емкости резкого анизотипного гетероперехода существенно усложняется.

Простые выражения для емкостей изотипных гетеропереходов с малой плотностью граничных состояний также не удастся получить. Однако если слой обогащения в одном из полупроводников и слой обеднения в другом полупроводнике достаточно хорошо выражены и $N_{D1} \gg N_{D2}$, то, используя аналогию с контактом металл-полупроводник, можно получить:

$$C_{n-n} = S \sqrt{\frac{q_e^2 \epsilon_2 \epsilon_0 N_{D2}}{2 (\Phi_k - q_e U)}}. \quad (2.63)$$

Вольт-амперные характеристики анизотипных гетеропереходов

В анизотипных гетеропереходах перенос носителей заряда может осуществляться по инжекционному, рекомбинационному и туннельно-рекомбинационному механизмам.

В p - n -переходах, для которых $\Delta E_{gp} < \Delta E_{gn}$ и $\chi_{op} > \chi_{on}$ или $\Delta E_{gp} > \Delta E_{gn}$ и $\chi_{op} < \chi_{on}$, при прямом напряжении преобладающим является ток, обусловленный инжекцией основных носителей из полупроводника с большей в полупроводник с меньшей шириной запрещенной зоны.

Для гетероперехода, у которого $\Delta E_{gp} < \Delta E_{gn}$ и $\chi_{op} > \chi_{on}$, инжекционный ток определяется выражением

$$I_n = I_{0n} \exp\left(-\frac{U_{kn}}{\Phi_T}\right) \left[\exp\left(\frac{U_n}{\Phi_T}\right) - \exp\left(-\frac{U_p}{\Phi_T}\right) \right], \quad (2.64)$$

а для гетероперехода, у которого $\Delta E_{gp} > \Delta E_{gn}$ и $\chi_{op} < \chi_{on}$, — выражением

$$I_p = I_{0p} \exp\left(-\frac{U_{kp}}{\phi_T}\right) \left[\exp\left(\frac{U_p}{\phi_T}\right) - \exp\left(-\frac{U_n}{\phi_T}\right) \right], \quad (2.65)$$

где $U_n = U/\eta_n$, $U_p = (1 - (1/\eta_n)) U$, $\eta_n = 1 + (\epsilon_n N_D / \epsilon_p N_A)$.

Если ток ограничен скоростью диффузии дырок в полупроводнике с меньшей шириной запрещенной зоны, а не рекомбинацией в обедненном слое, то

$$I_{on} = \frac{Sq_e K_n N_D D_n}{L_n}, \quad I_{op} = \frac{Sq_e K_p N_A D_p}{L_p},$$

где K_n , K_p — соответственно коэффициенты пропускания электронов и дырок через границу раздела, которые показывают, какая часть носителей, имеющих энергию, достаточную для преодоления барьера, реально переходит в полупроводник с меньшей шириной запрещенной зоны.

Из (2.64), (2.65) следует, что при достаточно большом прямом смещении $I_n \sim \exp(U/(\eta_n \phi_T))$, $I_p \sim \exp((1 - 1/\eta_n) U/\phi_T)$.

Если на границе раздела p - n -гетероперехода имеются рекомбинационные уровни, то рекомбинационный ток может стать основной составляющей прямого тока. В предположении, что рекомбинационные уровни распределены по энергии непрерывно и сосредоточены вблизи от границы раздела, для рекомбинационного тока справедливо: $I_{рек} \sim \exp(U/(\phi_T \eta_{рек}))$, где параметр $\eta_{рек}$ меняется от 1 до 2 в зависимости от величины отношения $\epsilon_n N_D / (\epsilon_p N_A)$.

Туннельно-рекомбинационная составляющая тока через p - n -гетеропереход, у которого n -область легирована сильнее, чем p -область, может быть обусловлена переходом электронов из зоны проводимости n -полупроводника на локальные уровни в запрещенной зоне с последующим туннелированием в валентную зону p -полупроводника. В этом случае туннельно-рекомбинационная составляющая тока:

$$I \sim N_t \exp \left[-4\sqrt{2m_n^*} \left(U_{kp} - \left(1 - \frac{1}{\eta_n} \right) U \right) \left(3\hbar \sqrt{\frac{2p_p}{\epsilon_p}} \right)^{-1} \right].$$

Экспериментальные исследования показали, что на прямой ветви вольт-амперных характеристик многих анизотипных гетеропереходов, например pGe - $nGaAs$, nGe - $pGaAs$, pGe - nSi и т. д. можно выделить два участка (рис. 2.21). В области малых напряжений преобладающей является рекомбинационная составляющая тока. В области больших напряжений величину тока ограничивает процесс туннелирования.

В ряде случаев у p - n -гетеропереходов наблюдается резкий рост обратного тока при увеличении приложенного обратного напряжения, что объясняется развитием туннельного или лавинного пробоя.

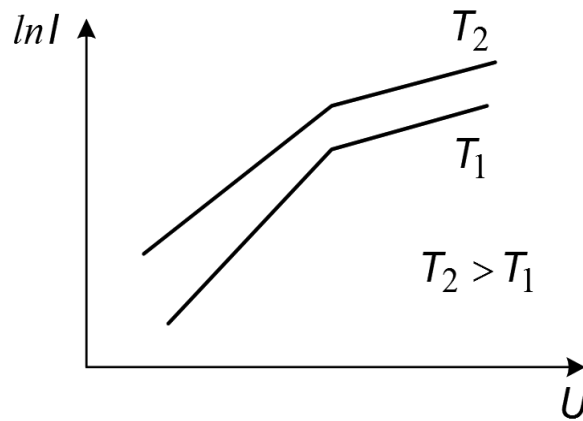


Рис. 2.21 – Прямые ветви экспериментальных вольт-амперных характеристик анизотипных гетеропереходов при разных температурах

Вольт-амперные характеристики изотипных гетеропереходов

Для идеального n - n -гетероперехода, у которого $\chi_{01} > \chi_{02}$ (рис. 2.22), уравнение вольт-амперной характеристики имеет вид:

$$I_n \approx q_e K_n N_{D2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_n^*}} \exp\left(-\frac{U_K}{\phi_T}\right) \times \left[\exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right],$$

где прямое напряжение ($U > 0$) соответствует отрицательному потенциалу на полупроводнике с более широкой запрещенной зоной.

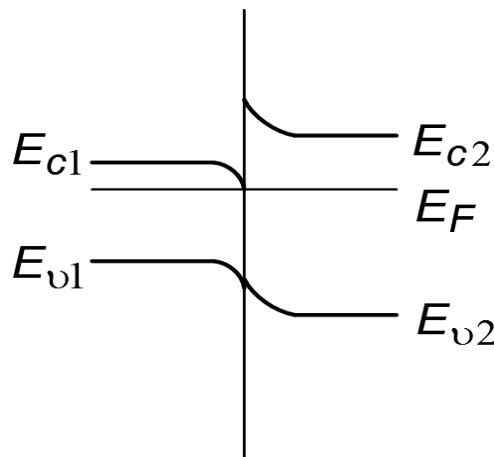


Рис. 2.22 – Зонная энергетическая диаграмма идеального n - n -гетероперехода при $\chi_{01} > \chi_{02}$

Экспериментальные исследования изотипных гетеропереходов с большой плотностью граничных состояний и умеренным уровнем легирования обоих полупроводников ($10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) показывают, что их вольт-амперные характеристики имеют участки насыщения при любой полярности приложенного напряжения (рис. 2.23).

Такую форму вольт-амперной характеристики можно объяснить, представляя *n-n*-гетеропереход как многослойную структуру полупроводник-металл-полупроводник, содержащую два выпрямляющих контакта металл-полупроводник, один из которых смещен в прямом, а другой — в обратном направлениях. Пренебрегая сопротивлением нейтральных областей полупроводников, полный ток через структуру полупроводник-металл-полупроводник можно представить в следующем виде:

$$I = \frac{2I_{s1}I_{s2} \operatorname{sh}\left(\frac{U}{2\phi_T}\right)}{I_{s2} \exp\left(\frac{U}{2\phi_T}\right) + I_{s1} \exp\left(-\frac{U}{2\phi_T}\right)}. \quad (2.66)$$

Из выражения (2.66) следует, что при $U/2 \geq 2,3\phi_T$ $I = I_{s1}$, а при $U < 0$ и $|U|/2 \geq 2,3\phi_T$ $I = -I_{s2}$.

Выражение (2.66) хорошо согласуется с экспериментальными вольт-амперными характеристиками между областями насыщения. При больших значениях напряжения вольт-амперные характеристики не имеют идеального насыщения. Начиная с некоторого напряжения, наблюдается резкий рост силы тока, обусловленный пробоем гетероперехода (рис. 2.23).

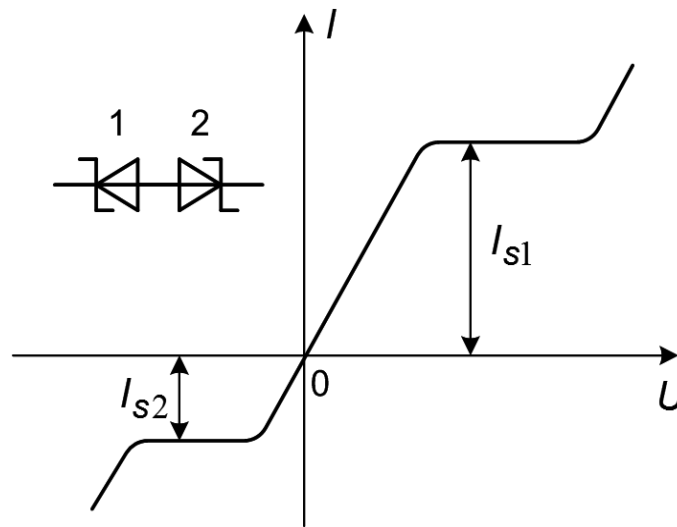


Рис. 2.23 – Вольт-амперная характеристика *n-n*-гетероперехода с большой плотностью граничных состояний

Если одна из областей гетероперехода сильно легирована $N \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то участок насыщения тока наблюдается на вольт-амперной характеристике только при отрицательной полярности напряжения на сильно легированном полупроводнике, что объясняется аналогией такой структуры с контактом металл-полупроводник.



Контрольные вопросы по главе 2

- 1) Удельное сопротивление p -области кремниевого p - n -перехода $2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, а удельное сопротивление n -области $1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Определить контактную разность потенциалов (в мВ) при $T = 300 \text{ K}$. Подвижность электронов в кремнии $1500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, дырок в кремнии $600 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Ответ округлить до целого числа.

Ответ: 671 мВ.

- 2) Вычислить прямое напряжение (в мВ) на p - n -переходе при прямом токе $I = 9 \text{ мА}$, если обратный ток насыщения при температуре $T = 300 \text{ K}$ равен 1 мкА . Ответ округлить до целого числа.

Ответ: 237 мВ.

- 3) Как изменяется высота потенциального барьера p - n -перехода с изменением температуры и концентрации примесей в прилегающих к переходу областях:

- а) возрастает при увеличении концентрации примесей в соответствующих областях,
- б) уменьшается при увеличении концентрации примесей в соответствующих областях,
- в) уменьшается с увеличением температуры,
- г) возрастает с увеличением температуры.

Ответ: а, в.

- 4) Базой полупроводникового прибора называют:

- а) область, в которую происходит инжекция неосновных для этой области носителей заряда,
- б) область, в которую происходит экстракция основных для этой области носителей заряда,
- в) область, из которой происходит инжекция основных для этой области носителей заряда,
- г) область, из которой происходит экстракция неосновных для этой области носителей заряда.

Ответ: а, г.

- 5) Эмиттером полупроводникового прибора называют:

- а) область, в которую происходит инжекция неосновных для этой области носителей заряда,
- б) область, в которую происходит экстракция основных для этой области носителей заряда,

- в) область, из которой происходит инжекция основных для этой области носителей заряда,
- г) область, из которой происходит экстракция неосновных для этой области носителей заряда.

Ответ: в.

- 6) Электронно-дырочный переход смещен в прямом направлении, если к нему приложено внешнее напряжение:
- а) полярность которого совпадает с полярностью контактной разности потенциалов,
 - б) создающее напряженность электрического поля, которая противоположна по направлению напряженности диффузионного электрического поля,
 - в) «плюсом» к p -области, а «минусом» к n -области,
 - г) «минусом» к p -области, а «плюсом» к n -области,
 - д) уменьшающее суммарную напряженность электрического поля в переходе,
 - е) уменьшающее высоту потенциального барьера.

Ответ: б, в, д, е.

- 7) Диффузионная емкость p - n -перехода:
- а) определяется изменением неподвижных зарядов в обедненном слое p - n -перехода под действием приложенного напряжения,
 - б) определяется изменением заряда носителей, инжектированных в базу,
 - в) проявляется при прямом напряжении,
 - г) проявляется при обратном напряжении,
 - д) превосходит барьерную емкость при прямых напряжениях.

Ответ: б, в, д.

- 8) Контакт металл-полупроводник обладает выпрямительными свойствами:
- а) в режиме обеднения,
 - б) в режиме обогащения,
 - в) в режиме слабой инверсии,
 - г) в режиме сильной инверсии.

Ответ: а.

- 9) Определить дифференциальное сопротивление вольт-амперной характеристики идеального выпрямляющего контакта металл-полупроводник при температуре $= 300\text{ K}$ и прямом токе $I = 2\text{ mA}$.

Ответ: 13 Ом.

Глава 3

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

3.1 Общие сведения



.....
Полупроводниковым диодом называют электропреобразовательный прибор, который, как правило, содержит один или несколько электрических переходов и два вывода для подключения к внешней цепи.
.....

Принцип работы большинства диодов основан на использовании различных физических явлений в электрических переходах. Наиболее часто в диодах применяют электронно-дырочные переходы, контакты металл-полупроводник, анизотипные гетеропереходы. Однако существуют диоды, структура которых не содержит выпрямляющих электрических переходов (например, диод Ганна) либо содержит несколько переходов (например, $p-i-n$ -диод, динистор), а также диоды с более сложной структурой переходов (например, МДМ- и МДП-диоды и др.). Полупроводниковый диод как элемент электрической цепи является нелинейным двухполюсником, то есть электронным прибором с двумя внешними выводами и нелинейной вольт-амперной характеристикой.

В основу классификации диодов можно положить различные признаки: вид электрического перехода (точечный и плоскостной диоды), физические процессы в переходе (туннельный диод, лавинно-пролетный и др.), характер преобразования энергии сигнала (светодиод, фотодиод и др.), метод изготовления электрического перехода (сплавные, диффузионные, эпитаксиальные диоды и др.) и т. п. В справочниках по полупроводниковым приборам обычно приводится классификация диодов по применению в радиоэлектронной аппаратуре или по назначению. При этом классификация отражает принцип использования преобразующих и нелинейных свойств электрического перехода (выпрямительные и импульсные диоды, варика-

пы, стабилитроны и т. д.), диапазон рабочих частот (низкочастотные, высокочастотные, СВЧ-диоды, диоды оптического диапазона и др.), исходный материал для изготовления диодной структуры (кремниевые, германиевые, арсенид-галлиевые диоды и др.).

3.2 Выпрямительные диоды



.....
Полупроводниковые диоды, предназначенные для преобразования переменного тока в постоянный, к быстрдействию, емкости p - n -перехода и стабильности параметров которых обычно не предъявляют специальных требований, называют выпрямительными.
.....

В качестве выпрямительных диодов используют сплавные, эпитаксиальные и диффузионные диоды, выполненные на основе несимметричных p - n -переходов.

Для повышения значения пробивного напряжения иногда используют p^+ - p - или n^+ - n -переходы. Для их получения методом эпитаксии на поверхности исходного полупроводника наращивают тонкую высокоомную пленку. На ней методом сплавления или диффузии создают p - n -переходы, в результате чего получается структура p^+ - p - n - или n^+ - n - p -типа. В таких диодах успешно разрешаются противоречивые требования, состоящие в том, что, во-первых, для получения малых обратных токов, малого падения напряжения в открытом состоянии и температурной стабильности характеристик необходимо применять материал с возможно малым удельным сопротивлением; во-вторых, для получения высокого напряжения пробоя и малой емкости p - n -перехода необходимо применять полупроводник с высоким удельным сопротивлением.

Выпрямительные диоды имеют малые сопротивления в проводящем состоянии и позволяют пропускать большие токи. Барьерная емкость их из-за большой площади p - n -переходов велика.

Основные параметры выпрямительных диодов

- Максимально допустимое обратное напряжение диода $U_{обр. max}$ — значение напряжения, приложенного в обратном направлении, которое диод может выдержать в течение длительного времени без нарушения его работоспособности.
- Максимально допустимый прямой ток диода $I_{пр. ср}$ — среднее за период значение выпрямленного тока, протекающего через диод.
- Импульсный прямой ток диода $I_{пр. и}$ — пиковое значение импульса тока при заданной максимальной длительности, скважности и форме импульса.
- Среднее прямое напряжение диода при заданном среднем значении прямого тока $U_{пр. ср}$.

- Средняя рассеиваемая мощность диода $P_{\text{ср}}$ — средняя за период мощность, рассеиваемая диодом, при протекании тока в прямом и обратном направлениях.
- Дифференциальное сопротивление диода $r_{\text{дифф}}$ — отношение приращения напряжения на диоде к вызвавшему его малому приращению тока.
- Диапазон рабочих температур окружающей среды.

3.3 Импульсные диоды



.....
Полупроводниковые диоды, имеющие малую длительность переходных процессов и предназначенные для работы в импульсных режимах, называют импульсными.



.....
 От выпрямительных диодов они отличаются малыми емкостями p - n -перехода (доли пикофарад) и рядом параметров, определяющих переходные характеристики диода.

Уменьшение емкостей достигается за счет уменьшения площади p - n -перехода, поэтому допустимые мощности рассеяния у них невелики (30—40 мВт). Условия работы импульсных диодов обычно соответствуют высокому уровню инжекции.

Основные параметры импульсных диодов

- Общая емкость диода $C_{\text{д}}$.
- Максимальное импульсное прямое напряжение $U_{\text{пр. и. max}}$.
- Максимальный импульсный прямой ток $I_{\text{пр. и. max}}$.
- Время установления прямого напряжения диода $t_{\text{уст}}$ — интервал времени от момента подачи импульса прямого тока на диод до достижения заданного значения прямого напряжения на нем — зависит от скорости движения внутрь базы инжектированных через переход неосновных носителей заряда, в результате которого наблюдается уменьшение ее сопротивления.
- Время восстановления обратного сопротивления диода $t_{\text{вос}}$ — интервал времени, прошедший с момента прохождения тока через нуль (после изменения полярности приложенного напряжения) до момента, когда обратный ток достигнет заданного малого значения (порядка $0,1I_0$, где I_0 — ток при прямом напряжении).

Производство современных импульсных диодов основано на методах формирования p - n -переходов с использованием планарной технологии, эпитаксиального наращивания, а также ионно-лучевой технологии. Основным исходным полупроводниковым материалом при этом служит кремний, а иногда и арсенид галлия.

Для ускорения переходных процессов и уменьшения времени восстановления обратного сопротивления кремниевых импульсных диодов применяют легирование кремния золотом. Планарная технология дает возможность сформировать на одном кристалле много диодных структур. Таким образом делают *наборы (сборки) импульсных диодов*, то есть совокупность импульсных диодов, собранных в единую конструкцию, не соединенных электрически или соединенных по одноименным выводам.

3.4 Диоды Шоттки



.....
Полупроводниковые диоды, выпрямительные свойства которых основаны на использовании выпрямляющего контакта металл-полупроводник, называют диодами Шоттки.



.....
 Характерной особенностью диодов Шоттки является отсутствие инъекции, а следовательно, накопления и относительно медленного рассасывания неосновных носителей заряда в базе.

Таким образом, на основе выпрямляющего перехода Шоттки могут быть созданы выпрямительные, импульсные и сверхвысокочастотные полупроводниковые диоды, которые обладают лучшими частотными свойствами, чем диоды на основе *p-n*-переходов.

Выпрямительные диоды Шоттки. Частотные свойства диодов Шоттки в основном определяет процесс перезарядки барьерной емкости перехода. Постоянная времени перезарядки зависит от сопротивления базы диода, поэтому выпрямляющий переход Шоттки целесообразно создавать, используя полупроводник *n*-типа с большой концентрацией донорной примеси.

Для устранения туннелирования носителей заряда через потенциальный барьер, получения достаточного значения пробивного напряжения и уменьшения удельной барьерной емкости перехода необходимо, чтобы толщина потенциального барьера Шоттки была достаточно большой. Однако это противоречит требованию большой концентрации примеси, так как толщина потенциального барьера обратно пропорциональна концентрации примеси. Разрешить эти противоречия удается путем создания двухслойной базы диода Шоттки со структурой *n-n⁺* (рис. 3.1).

Основной частью базы является *n⁺*-подложка, обладающая большой концентрацией примеси и малым удельным сопротивлением. Тонкий монокристаллический *n*-слой базы получают на поверхности подложки методом эпитаксиального наращивания.

В качестве полупроводниковых материалов для выпрямительных диодов Шоттки можно использовать кремний или арсенид галлия. Однако в эпитаксиальных слоях арсенида галлия трудно достичь малой концентрации дефектов и достаточ-

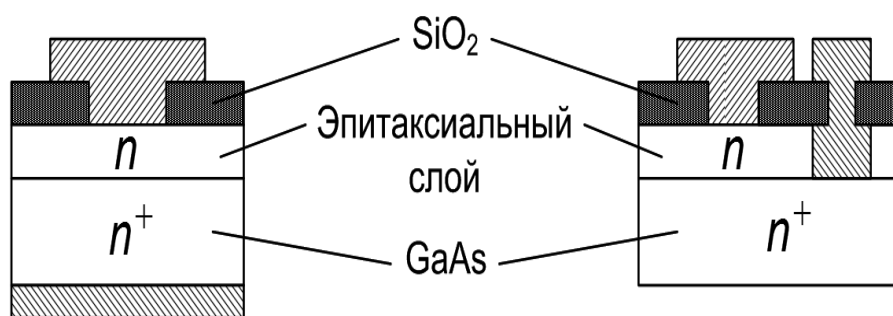


Рис. 3.1 – Структура диода Шоттки с двухслойной базой $n-n^+$

но низкой концентрации примеси, поэтому пробивное напряжение диодов Шоттки на основе арсенида галлия оказывается низким, что является существенным недостатком для выпрямительных диодов.



По сравнению с диодами на основе $p-n$ -переходов диоды Шоттки, помимо лучших частотных свойств, имеют ряд дополнительных преимуществ:

- меньшее прямое напряжение из-за меньшей высоты потенциального барьера для основных носителей заряда полупроводника;
- большая максимально допустимая плотность прямого тока и способность выдерживать большие перегрузки по току из-за меньшего прямого напряжения и хорошего теплоотвода от выпрямляющего перехода Шоттки.

Таким образом, достоинства выпрямительных диодов Шоттки перед диодами на основе $p-n$ -переходов в наибольшей степени проявляются при выпрямлении больших токов высокой частоты.

Импульсные диоды Шоттки изготавливают на основе кремния и арсенида галлия. При больших прямых напряжениях и плотностях прямого тока в переходах Шоттки наблюдается инжекция неосновных носителей заряда, поэтому важным требованием к материалу полупроводника импульсных диодов Шоттки является малое время жизни неосновных носителей. По этой причине предпочтительным полупроводниковым материалом для импульсных диодов Шоттки является арсенид галлия, в котором время жизни неосновных носителей заряда может составлять менее 1 наносекунды.

3.5 Стабилитроны и стабисторы



Полупроводниковые диоды, для которых характерна слабая зависимость напряжения от тока в области электрического пробоя при обратном смещении, называют стабилитронами.

Полупроводниковые стабилитроны предназначены для стабилизации напряжений.

Механизм пробоя может быть туннельным, лавинным или смешанным. У низковольтных стабилитронов (с низким сопротивлением базы) более вероятен туннельный пробой. У стабилитронов с высокоомной базой пробой носит лавинный характер. Для обеспечения электрического пробоя при относительно небольших обратных напряжениях напряженность электрического поля в p - n -переходе должна быть значительно выше, чем у обычных диодов, поэтому при изготовлении стабилитронов используют материалы с высокой концентрацией примесей.

Основные параметры стабилитронов

- Минимально допустимый ток стабилизации $I_{ст. min}$ — минимальное значение обратного тока стабилитрона, соответствующее возникновению устойчивого электрического пробоя.
- Максимально допустимый ток стабилизации $I_{ст. max}$ — максимальное значение обратного тока стабилитрона, при котором электрический пробой переходит в тепловой: $I_{ст. max} = P_{max}/U_{ст}$, где P_{max} — максимально допустимая мощность рассеяния.
- Допустимая рассеиваемая мощность P_{max} определяется тепловым сопротивлением стабилитрона R_T , допустимой температурой перехода $T_{п. max}$ и температурой окружающей среды $T_{окр}$: $P_{max} = (T_{п. max} - T_{окр})/R_T$.
- Напряжение стабилизации $U_{ст}$ — значение обратного напряжения стабилитрона в режиме стабилизации.
- Дифференциальное сопротивление $r_{диф}$ — отношение малого приращения напряжения к малому приращению тока в режиме стабилизации $r_{диф} = \Delta U_{ст}/\Delta I_{ст}$. Дифференциальное сопротивление характеризует качество стабилизации напряжения и определяет угол наклона ВАХ стабилитрона на участке стабилизации.

Температурный коэффициент напряжения стабилизации $\alpha_{ст}$ — отношение относительного изменения напряжения стабилизации к абсолютному изменению температуры окружающей среды при постоянном токе стабилизации $\alpha_{ст} = \delta U_{ст}/\Delta T = \Delta U_{ст}/(U_{ст} \Delta T)$. Температурный коэффициент напряжения стабилизации у стабилитронов с лавинным пробоем положителен, а у стабилитронов с туннельным пробоем отрицателен.

Участок АВ на обратной ветви ВАХ стабилитрона является рабочим участком стабилизации напряжения (рис. 3.2, а).

При использовании стабилитрона для стабилизации напряжения его включают параллельно нагрузке R_n (рис. 3.2, б). В неразветвленную часть цепи включают ограничительный резистор, сопротивление $R_{огр}$ которого должно быть значительно больше дифференциального сопротивления стабилитрона. Для обеспечения положения рабочей точки стабилитрона на участке стабилизации ограничительное сопротивление должно удовлетворять условиям:

$$I_{ст} = \frac{E_{min} - U_{ст}}{R_{огр}} - I_{н. max} > I_{ст. min}, \quad I_{ст} = \frac{E_{max} - U_{ст}}{R_{огр}} - I_{н. min} < I_{ст. max},$$

откуда $\frac{E_{max} - U_{ст}}{I_{ст. max} + I_{н. min}} < R_{огр} < \frac{E_{min} - U_{ст}}{I_{ст. min} + I_{н. max}}$, где $I_{н. max}$, $I_{н. min}$ — максимальный и минимальный токи нагрузки.

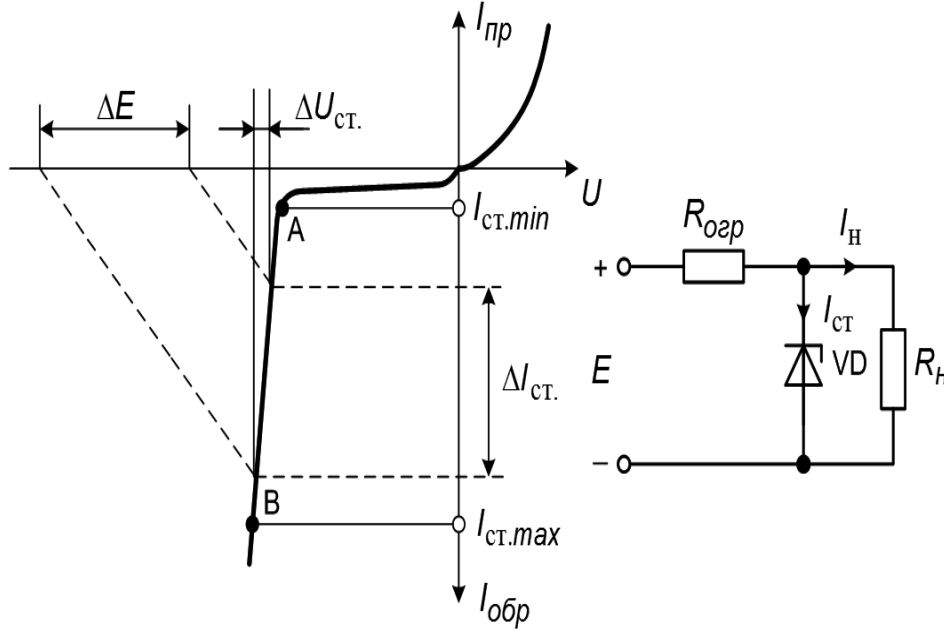


Рис. 3.2 – Вольт-амперная характеристика (а) и схема включения стабилитрона (б)

Изменение напряжения питания на величину ΔE и тока нагрузки на величину ΔI_H вызывает изменение напряжения стабилизации на величину $\Delta U_{ст.}$, которые связаны уравнением:

$$\Delta E = \Delta U_{ст.} + R_{огр} (\Delta I_H + \Delta I_{ст.}). \quad (3.1)$$

Приращение тока стабилитрона $\Delta I_{ст.}$ можно выразить через приращение напряжения стабилизации и дифференциальное сопротивление стабилитрона:

$$\Delta I_{ст.} = \frac{\Delta U_{ст.}}{r_{диф}},$$

тогда (3.1) принимает вид $\Delta E = \Delta U_{ст.} (1 + R_{огр}/r_{диф}) + R_{огр} \Delta I_H$, откуда получаем

$$\Delta U_{ст.} = \frac{\Delta E}{\left(1 + \frac{R_{огр}}{r_{диф}}\right)} - \frac{R_{огр}}{\left(1 + \frac{R_{огр}}{r_{диф}}\right)} \Delta I_H. \quad (3.2)$$

Выражение (3.2) позволяет определить нестабильность напряжения стабилизации, обусловленную изменением питающего напряжения и тока нагрузки. Из (3.2) следует, что стабилизирующие свойства тем выше, чем больше отношение $R_{огр}/r_{диф}$.

Стабилитроны, обладающие температурным коэффициентом напряжения стабилизации менее $0,01\%/^{\circ}C$, относят к прецизионным стабилитронам. Как правило, в прецизионных стабилитронах используют три последовательно соединенных p - n -перехода, один из которых — стабилизирующий, два других — термокомпенсирующие. Если стабилизирующий переход работает в режиме лавинного пробоя, то

с увеличением температуры напряжение на нем растет. Одновременно прямое напряжение на двух термокомпенсирующих переходах уменьшается, поэтому общее напряжение на стабилитроне меняется незначительно.

Для обеспечения стабилизации двуполярных напряжений стабилитроны общего назначения включают последовательно (рис. 3.3, а), а прецизионные — параллельно (рис. 3.3, б).

Кроме того, существуют двуханодные стабилитроны, которые обеспечивают стабилизацию двуполярных напряжений (рис. 3.3, в). Двуханодные стабилитроны имеют структуру, формируемую диффузией примесей в пластину n -кремния одновременно с двух сторон. Образующиеся при этом два p - n -перехода включены встречно. Внешние выводы имеют только анодные p -области структуры. При подаче на стабилитрон напряжения любой полярности один переход работает в режиме электрического пробоя, а другой является термокомпенсирующим.

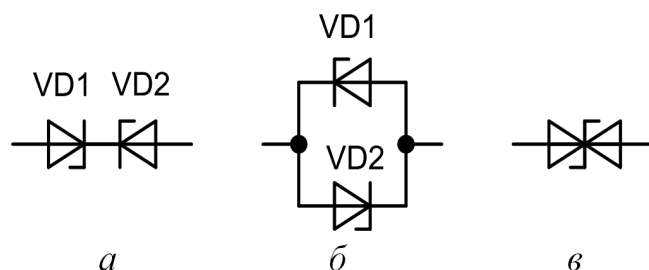


Рис. 3.3 – Включение стабилитронов для стабилизации двуполярных напряжений:
 а — последовательное, б — параллельное, в — двуханодный стабилитрон

Для стабилизации или ограничения коротких импульсов напряжения следует применять импульсные стабилитроны, которые имеют сниженное значение барьерной емкости и малую длительность переходных процессов. При электрическом пробое в p - n -переходе импульсного стабилитрона неосновные носители заряды в базе не накапливаются. Постоянная времени, характеризующая лавинообразное нарастание тока при мгновенном изменении напряжения на стабилитроне, определяется временем пролета носителей через обедненный слой p - n -перехода и составляет около 10^{-11} с, поэтому время переключения в основном определяется перезарядкой барьерной емкости перехода.

Стабилитроны

Как и стабилитроны, стабилитроны предназначены для стабилизации напряжения. Однако в отличие от стабилитронов в них используется специальная форма прямой ветви вольт-амперной характеристики. Поэтому стабилитроны работают при прямом напряжении и позволяют стабилизировать малые напряжения (0,35 — 1,9 В). По основным параметрам они близки к стабилитронам.

3.6 Варикапы



.....
Полупроводниковый диод, принцип работы которого основан на использовании зависимости емкости электрического перехода от обратного напряжения, называют варикапом.



.....
 Варикап представляет собой электрически управляемую емкость.

При обратном напряжении проявляется только барьерная емкость.

Варикапы изготавливают на основе кремния и арсенида галлия. Емкость варикапов меняется в широких пределах, а ее зависимость от обратного напряжения различна для варикапов, изготовленных методом диффузии или методом вплавления примесей.

Вольт-фарадная характеристика варикапа с достаточной степенью точности может быть представлена выражением

$$C_B(U) = C_B(0) \left(\frac{\Phi_k}{\Phi_k + U_{\text{обр}}} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (3.3)$$

где $C_B(0)$ — емкость при нулевом напряжении на варикапе; Φ_k — значение контактной разности потенциалов; $U_{\text{обр}}$ — абсолютная величина обратного напряжения; $n = 2$ для сплавных варикапов и $n = 3$ для диффузионных варикапов.

Для получения более резкой зависимости $C_B(U)$, чем у сплавных и диффузионных варикапов, используются варикапы со структурой p^+-n-n^+ , изготовленные методом планарно-эпитаксиальной технологии (рис. 3.4,а).

Основные параметры варикапов

- Номинальная емкость $C_{B.\text{ном}}$ — емкость при заданном (номинальном) обратном напряжении.
- Максимальная емкость $C_{B.\text{max}}$ — емкость при заданном минимальном обратном напряжении.
- Минимальная емкость $C_{B.\text{min}}$ — емкость при заданном максимальном обратном напряжении.
- Коэффициент перекрытия по емкости K_C — отношение максимальной емкости варикапа к его минимальной емкости.
- Температурный коэффициент емкости (ТКЕ) α_B — отношение относительного изменения емкости к абсолютному изменению температуры окружающей среды: $\alpha_B = \delta C_B / \Delta T = \Delta C_B / (C_B \Delta T)$.

- Добротность Q_B — отношение реактивной мощности на заданной частоте переменного сигнала к мощности потерь варикапа при заданном значении обратного напряжения. При низких частотах переменного сигнала сопротивление потерь в основном обусловлено сопротивлением перехода: $Q_{B, \text{нч}} = r_{pn}/X_C = \omega r_{pn} C_B$. При высоких частотах сопротивление потерь в основном обусловлено сопротивлением базы: $Q_{B, \text{вч}} = X_C/r_B = 1/(\omega r_B C_B)$. Таким образом, добротность варикапа в области низких частот растет с увеличением частоты, а при высоких частотах уменьшается с увеличением частоты. Следует отметить, что варикапы в основном применяют на высоких и сверхвысоких частотах, поэтому номинальную добротность варикапа определяют как отношение реактивного сопротивления к сопротивлению потерь.

Эквивалентная схема варикапа и его условное обозначение приведены на рисунке 3.4, б, в.

На рисунке 3.4, б: r_B — омическое сопротивление базы; r_{pn} — сопротивление обратно смещенного p - n -перехода; C_B — емкость; L_B — индуктивность выводов.

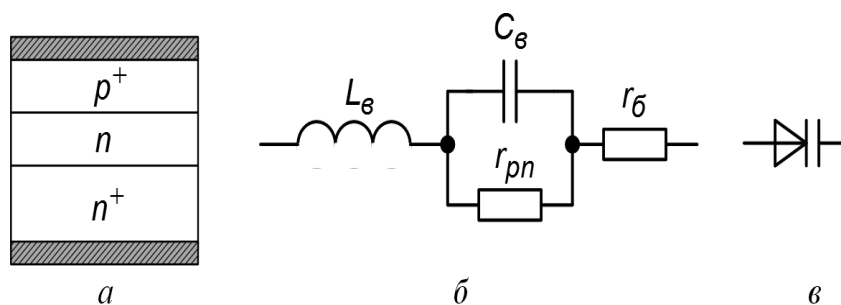


Рис. 3.4 – Варикап со структурой p^+ - n - n^+ (а), эквивалентная схема (б) и условное графическое обозначение варикапа (в)

3.7 Туннельные диоды и обращенные диоды



.....
Туннельный диод представляет собой полупроводниковый диод с вольт-амперной характеристикой N-типа, принцип действия которого основан на эффекте туннельного прохождения носителей заряда через потенциальный барьер p - n -перехода с вырожденными p - и n -областями.
.....

Для изготовления туннельных диодов используют сильно легированные полупроводники, концентрация примесей в которых составляет $10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Это приводит к значительному уменьшению ширины области пространственного заряда p - n -перехода до 1—10 нм, которая становится соизмеримой с дебройлевской длиной волны электронов. В результате создаются условия для квантово-механического туннельного эффекта, который состоит в том, что носители заряда,

обладающие энергией, меньшей, чем высота потенциального барьера, приобретают ненулевую вероятность проникновения сквозь узкий потенциальный барьер без изменения своей энергии.

Другим важным следствием высокой степени легирования областей p - n -перехода является расщепление примесных энергетических уровней с образованием примесных энергетических зон, которые сливаются с зоной проводимости в n -области и с валентной зоной в p -области. Уровни Ферми при этом оказываются расположенными в соответствующих разрешенных зонах на расстоянии $\Delta E_p = E_v - E_{Fp}$ от потолка валентной зоны и $\Delta E_n = E_{Fn} - E_c$ от дна зоны проводимости (рис. 3.5).

В состоянии термодинамического равновесия (рис. 3.5, а) зона проводимости n -области и валентная зона p -области перекрываются по энергии на величину $\delta E = \Delta E_p + \Delta E_n$, поэтому электроны из зоны проводимости n -области могут туннелировать сквозь узкий переход на свободные энергетические уровни валентной зоны p -области и наоборот. Однако при отсутствии внешнего электрического поля такие переходы равновероятны, поэтому результирующий ток через переход равен нулю.

При смещении перехода в прямом направлении возникает частичное перекрытие интервала ΔE_p почти пустых энергетических уровней валентной зоны p -области и ΔE_n почти полностью занятых энергетических уровней зоны проводимости n -области (рис. 3.5, б).

Как следствие, вероятность туннельных переходов электронов из n -области в p -область увеличивается, а в обратном направлении уменьшается, поэтому через переход начинает протекать прямой туннельный ток I_T .

С ростом прямого напряжения ($0 < U < U_n$) перекрытие интервалов энергии ΔE_p и ΔE_n увеличивается, вследствие чего туннельный ток растет, достигая максимального значения при $U = U_n$, когда $E_{Fn} = E_{vp}$ и интервалы ΔE_p , ΔE_n перекрыты полностью (рис. 3.5, в).

Дальнейшее увеличение прямого напряжения ($U_n < U < U_v$) ведет к уменьшению перекрытия интервалов ΔE_p и ΔE_n (рис. 3.5, г), в результате чего туннельный ток уменьшается. Когда $U = U_v$, потолок валентной зоны p -области совпадает с дном зоны проводимости n -области, перекрытие разрешенных энергетических зон исчезает и туннельный ток падает до нуля (рис. 3.5, д). Таким образом, в интервале прямых напряжений $U_n < U < U_v$ туннельный диод обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением $r_{\text{диф}} = dI/dU < 0$ (рис. 3.5, ж).

При $U > U_v$ туннельный ток равен нулю, однако потенциальный барьер p - n -перехода снижается настолько, что определяющим становится диффузионный ток инжекции $I_{\text{инж}}$, который растет с ростом прямого напряжения.

Кроме того, в реальных диодах помимо прямого туннелирования осуществляется туннелирование через энергетические уровни ловушек, локализованные в запрещенной зоне, что приводит к появлению избыточного тока $I_{\text{изб}}$, который также растет при увеличении прямого напряжения.

Следовательно, полный прямой ток туннельного диода содержит три составляющие $I_{\text{пр}} = I_T + I_{\text{инж}} + I_{\text{изб}}$, определяемые выражениями:

$$I_T = cS \frac{q_e D_T}{4\phi_T} U (\Delta E_n + \Delta E_p - q_e U)^2, \quad (3.4)$$

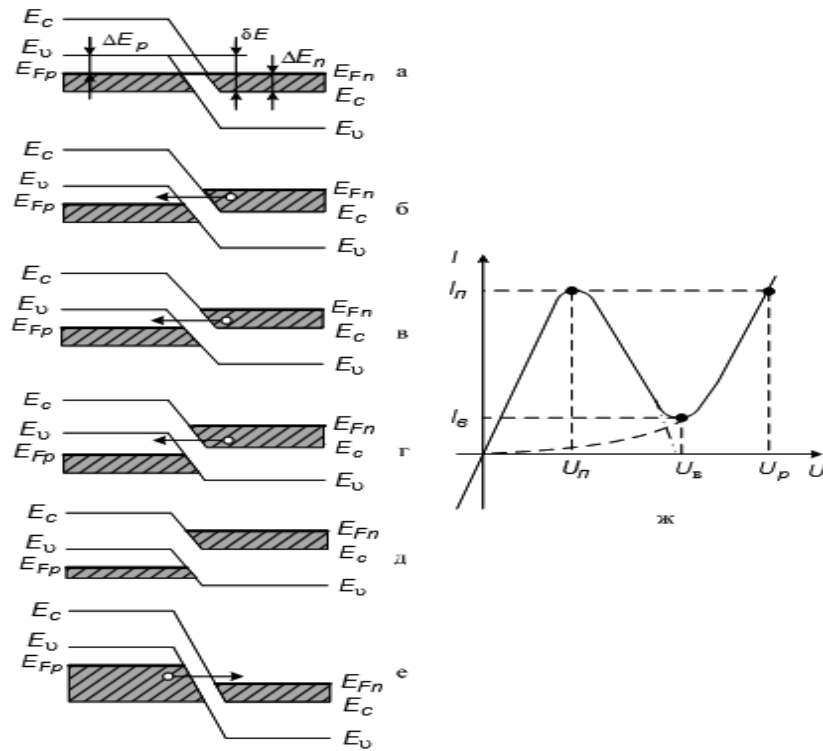


Рис. 3.5 – Энергетические диаграммы (а) и вольт-амперная характеристика (б) туннельного диода

$$I_{\text{инж}} = I_s \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right); \quad I_{\text{изб}} = I_{\text{min}} \exp[A(U - U_b)],$$

где s — константа; S — площадь перехода; D_T — коэффициент прозрачности потенциального барьера; A — константа.

Соответственно на прямой ветви ВАХ туннельного диода можно выделить два участка: туннельный ($0 < U < U_b$), на котором преобладает туннельная составляющая I_T прямого тока, и диффузионный ($U_b < U$), на котором преобладает инжекционная составляющая. Избыточный же ток в наибольшей степени проявляется при $U \approx U_b$, пока инжекционный ток мал.

Используя выражение (3.4), из условия $dI_T/dU = 0$ легко определить

$$U_{\Pi} = \frac{\Delta E_n + \Delta E_p}{3q_e},$$

а из условия $I_T = 0$

$$U_b = \frac{\Delta E_n + \Delta E_p}{q_e}.$$

При смещении p - n -перехода в обратном направлении перекрытие валентной зоны p -области и зоны проводимости n -области увеличивается (рис. 3.5, е). Напротив занятых электронами уровней интервала ΔE_n зоны проводимости n -области находятся почти полностью занятые уровни валентной зоны p -области, и туннелирование электронов из n -области в p -область маловероятно. Соответственно напротив занятых электронами уровней p -области ($E < E_{Fp}$) оказываются свободные

уровни зоны проводимости n -области ($E < E_{Fn}$). Следовательно, происходит туннелирование электронов из p - в n -область, а через диод протекает обратный туннельный ток. С ростом величины обратного напряжения перекрытие свободных в n -области и занятых в p -области энергетических уровней увеличивается, повышается число электронов, способных туннелировать через переход, и обратный ток диода непрерывно возрастает. Поскольку плотность электронов в валентной зоне крайне велика, то незначительное смещение энергетических зон сопровождается существенным изменением потока туннелирующих электронов. Таким образом, для обратной ветви ВАХ туннельного диода характерен быстрый рост величины обратного тока при увеличении обратного напряжения, то есть туннельный диод обладает относительно высокой проводимостью при обратном смещении. Можно считать, что у туннельного диода происходит туннельный пробой при достаточно малых обратных напряжениях.

Основные параметры туннельных диодов

- Пиковый ток I_n — прямой ток в точке максимума ВАХ, при котором значение dI/dU равно нулю. Значение может составлять от десятых долей миллиампера до сотен миллиампер.
- Ток впадины I_v — прямой ток в точке минимума ВАХ, при котором значение dI/dU равно нулю.
- Отношение токов туннельного диода I_n/I_v — отношение пикового тока к току впадины. Для туннельных диодов из арсенида галлия $I_n/I_v \geq 10$, для германиевых туннельных диодов $I_n/I_v = 3 \div 6$.
- Напряжение пика U_n — прямое напряжение, соответствующее пиковому току. Для туннельных диодов из арсенида галлия $U_n = 100 \div 150$ мВ, для германиевых $U_n = 40 \div 60$ мВ.
- Напряжение впадины U_v — прямое напряжение, соответствующее току впадины. У туннельных диодов из арсенида галлия $U_v = 400 \div 500$ мВ, у германиевых $U_v = 250 \div 300$ мВ.
- Напряжение раствора U_p — прямое напряжение, большее напряжения впадины, при котором ток равен пиковому.
- Удельная емкость туннельного диода C_d/I_n — отношение емкости туннельного диода к пиковому току.
- Предельная резистивная частота f_R — расчетная частота, на которой активная составляющая полного сопротивления последовательной цепи, состоящей из p - n -перехода и сопротивления потерь, обращается в нуль.
- Резонансная частота туннельного диода f_0 — расчетная частота, на которой общее реактивное сопротивление p - n -перехода и индуктивности корпуса туннельного диода обращается в нуль.

Частотные свойства туннельных диодов

Механизм действия туннельных диодов связан с туннелированием электронов сквозь потенциальный барьер. Время, необходимое для завершения этого процесса, составляет $10^{-13} - 10^{-14}$ с.



.....
Эффект накопления неосновных носителей в базе туннельных диодов практически отсутствует, так как они используются при малых прямых напряжениях, соответствующих участку ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением.
.....

Поэтому туннельные диоды способны работать на частотах до сотен гигагерц, что соответствует миллиметровому диапазону радиоволн. Верхний предел частотного диапазона работы туннельных диодов ограничен лишь собственной емкостью, основу которой составляет барьерная емкость p - n -перехода, и индуктивностью выводов.

Для определения параметров, характеризующих частотные свойства туннельных диодов, воспользуемся эквивалентной схемой для малого переменного сигнала при наличии постоянного прямого напряжения, смещающего рабочую точку на участок ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 3.6).

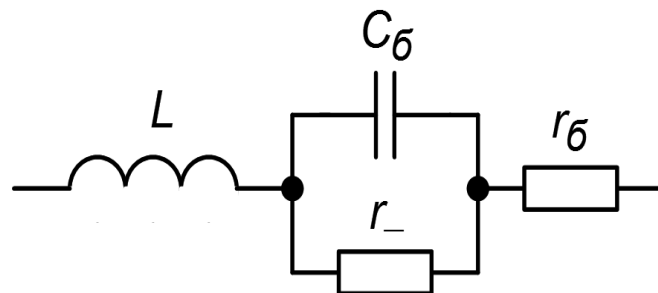


Рис. 3.6 – Эквивалентная схема туннельного диода для малого переменного сигнала

Эквивалентная схема содержит отрицательное дифференциальное сопротивление r_- , параллельно которому включена барьерная емкость $C_б$, а также объемное сопротивление базы $r_б$ и индуктивность выводов и корпуса L .

Полное сопротивление туннельного диода при малом синусоидальном напряжении

$$Z = \left(r_б - \frac{|g_-|}{g_-^2 + \omega^2 C_б^2} \right) + j\omega \left(L - \frac{C_б}{g_-^2 + \omega^2 C_б^2} \right), \quad (3.5)$$

где $g_- = 1/r_-$ — отрицательная дифференциальная проводимость туннельного диода.

Из (3.5) следует, что туннельный диод будет обладать отрицательным дифференциальным сопротивлением при условии

$$r_б < \frac{|g_-|}{g_-^2 + \omega^2 C_б^2}. \quad (3.6)$$

На высоких частотах, когда условие (3.6) перестает выполняться, дифференциальное сопротивление туннельного диода становится положительным.

Предельная резистивная частота f_R определяется из решения уравнения $r_{\bar{c}} = \frac{|g_{\bar{c}}|}{g_{\bar{c}}^2 + 4\pi^2 f_R^2 C_{\bar{c}}^2}$, откуда $f_R = \frac{1}{2\pi|r_{\bar{c}}|C_{\bar{c}}} \sqrt{\frac{|r_{\bar{c}}|}{r_{\bar{c}}} - 1}$.

Предельная резистивная частота туннельного диода зависит от соотношения сопротивления базы диода и абсолютного значения отрицательного дифференциального сопротивления. Максимальное значение предельной резистивной частоты достигается при $|r_{\bar{c}}| = 2r_{\bar{c}}$ и составляет $f_{Rmax} = 1/(2\pi|r_{\bar{c}}|C_{\bar{c}})$.

Усредненное отрицательное дифференциальное сопротивление можно представить в виде $|r_{\bar{c}}| = \Delta U/\Delta I = (U_{\bar{b}} - U_{\bar{n}})/(I_{\bar{n}} - I_{\bar{b}}) \approx const/I_{\bar{n}}$, поэтому $f_{Rmax} \sim I_{\bar{n}}/C_{\bar{c}}$.

Таким образом, удельная емкость туннельного диода является важным параметром, характеризующим его частотные свойства.

Из-за наличия у туннельных диодов паразитных индуктивности и емкости на некоторой частоте могут возникнуть условия для резонанса, что нарушит нормальное функционирование прибора.

Резонансная частота туннельного диода определяется из условия $ImZ = 0$, откуда $f_0 = \frac{1}{|r_{\bar{c}}|C_{\bar{c}}} \sqrt{\frac{|r_{\bar{c}}|^2 C_{\bar{c}}}{L} - 1}$.

Для нормальной работы туннельные диоды должны быть сконструированы так, чтобы резонансная частота была выше предельной резистивной частоты, что обеспечивается при $L < r_{\bar{c}}|r_{\bar{c}}|C_{\bar{c}}$.

Следовательно, индуктивность эквивалентной схемы туннельного диода, которая определяется в основном индуктивностью внутренних и внешних выводов диода, должна быть по возможности малой.

Обращенные диоды



Обращенным называют диод на основе полупроводника с критической концентрацией примесей, в котором проводимость при обратном напряжении вследствие туннельного эффекта значительно больше, чем при прямом напряжении.

При критической концентрации примесей уровень Ферми расположен на толке валентной зоны p -области и на дне зоны проводимости n -области диода. Тогда в состоянии термодинамического равновесия потолок валентной зоны p -области и дно зоны проводимости n -области находятся на одной высоте энергетической диаграммы (рис. 3.7, а).

Обратная ветвь ВАХ обращенного диода (рис. 3.7, б) аналогична обратной ветви ВАХ туннельного диода, так как при обратных напряжениях происходит туннелирование электронов из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области. Поэтому обратные токи в обращенных диодах оказываются большими при малых обратных напряжениях (десятки милливольт).

Прямая ветвь ВАХ обращенного диода аналогична прямой ветви ВАХ обычного выпрямительного диода, так как при прямых напряжениях в обращенном диоде прямой ток может быть образован только в результате инжекции носителей заряда через потенциальный барьер p - n -перехода. Но заметная инжекция наблюдается только при прямых напряжениях в несколько десятых долей вольта. При меньших напряжениях прямые токи в обращенных диодах оказываются меньше обратных.

Таким образом, обращенные диоды обладают выпрямляющим эффектом, но проводящее направление у них соответствует обратному включению, а запирающее — прямому включению.

Из принципа действия обращенных диодов ясно, что они, во-первых, способны работать при очень малых сигналах. Во-вторых, обращенные диоды обладают хорошими частотными свойствами, так как туннелирование — процесс малоинерционный, а эффект накопления основных носителей при малых прямых напряжениях практически отсутствует.

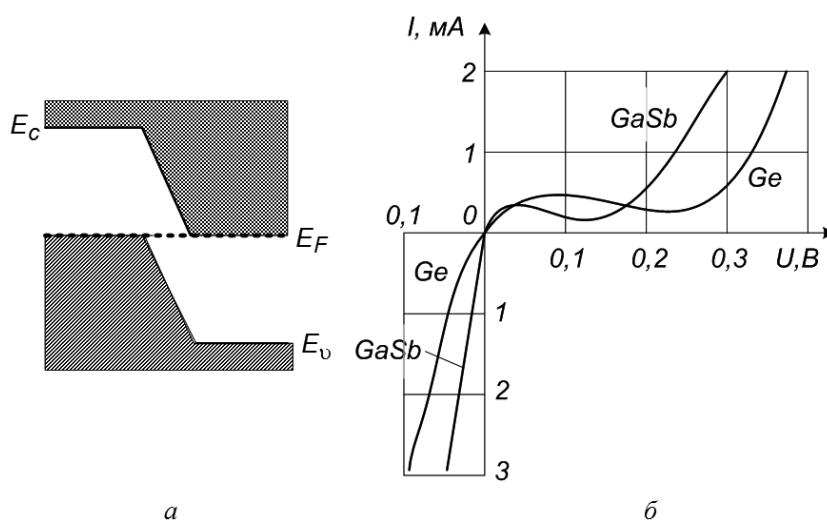


Рис. 3.7 – Энергетическая диаграмма (а) и вольт-амперные характеристики (б) обращенных диодов



Контрольные вопросы по главе 3

- 1) Определить максимальную предельную резистивную частоту туннельного диода (в МГц), если величина отрицательного дифференциального сопротивления $100/2\pi$ Ом, а барьерная емкость 20 пФ.

Ответ: 50 МГц.

- 2) Определить добротность варикапа в области низких частот, если емкость равна 10 пФ, сопротивление обратного смещенного p - n -перехода равно 100 кОм, круговая частота равна 12 Мрад/с.

Ответ: 12.

- 3) Определить приращение напряжения на стабилитроне (в мВ), обусловленное изменением тока нагрузки на 2 мА, если дифференциальное сопротивление стабилитрона 39 Ом, а ограничительное сопротивление много больше дифференциального сопротивления стабилитрона.

Ответ: 78 мВ.

- 4) Диоды Шоттки по сравнению с кремниевыми полупроводниковыми диодами на основе p - n -перехода характеризуются:

- а) более высоким быстродействием,
- б) большими прямыми падениями напряжения,
- в) более высокими пробивными напряжениями,
- г) большими обратными токами.

Ответ: а, г.

Глава 4

БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ



.....
Биполярными транзисторами называют полупроводниковые приборы с двумя или несколькими взаимодействующими электрическими p - n -переходами и тремя (или более) выводами, усилительные свойства которых обусловлены явлениями инжекции и экстракции неосновных носителей заряда.
.....

В настоящее время широко используют биполярные транзисторы с двумя p - n -переходами, к которым чаще всего и относится этот термин.

4.1 Структура и основные режимы работы

Биполярные транзисторы состоят из чередующихся областей (слоев) полупроводника, имеющих электропроводности различных типов. В зависимости от типа электропроводности наружных слоев различают транзисторы p - n - p и n - p - n -типов.

Типовые структуры биполярных транзисторов, изготовленных различными методами, приведены на рисунке 4.1.

Область транзистора, расположенную между p - n -переходами, называют базой. Для обеспечения взаимодействия между p - n -переходами толщина базы должна быть много меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда. В этом случае носители заряда, инжектированные в базу через один из переходов при его смещении в прямом направлении, способны достичь другого перехода и повлиять на его ток. Таким образом, взаимодействие p - n -переходов биполярного транзистора проявляется в том, что ток одного из переходов может управлять током другого перехода.

Примыкающие к базе области чаще всего делают неоднородными. Одну из областей изготавливают так, чтобы из нее наиболее эффективно происходила инжек-

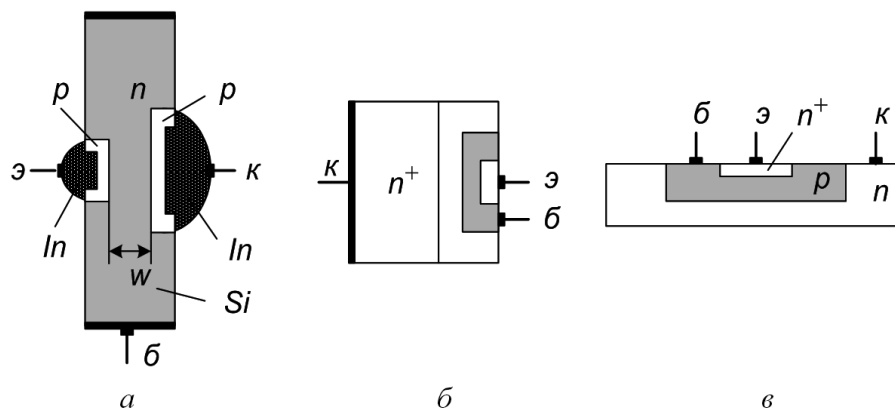


Рис. 4.1 – Структуры биполярных транзисторов: *а* — сплавного, *б* — эпитаксиально-диффузионного; *в* — планарного

ция носителей заряда в базу, а другую — так, чтобы соответствующий *p-n*-переход наилучшим образом осуществлял экстракцию носителей из базы.



.....
Область транзистора, основным назначением которой является инжекция носителей заряда в базу, называют эмиттером, а соответствующий *p-n*-переход — эмиттерным.

Область транзистора, основным назначением которой является экстракция носителей заряда из базы, называют коллектором, а соответствующий *p-n*-переход — коллекторным.
.....

Концентрация примеси в эмиттере больше, чем в коллекторе, а наименьшей является концентрация примеси в базе. В соответствии с этим база является высокоомной областью, коллектор — низкоомной, а эмиттер — самой низкоомной.



.....
Каждый из *p-n*-переходов транзистора может быть смещен либо в прямом, либо в обратном направлениях. В зависимости от этого различают 4 режима работы транзистора:

— *режим отсечки* — оба *p-n*-перехода смещены в обратном направлении, при этом через транзистор протекают сравнительно малые токи.

— *режим насыщения* — оба *p-n*-перехода смещены в прямом направлении, при этом через транзистор протекают относительно большие токи;

— *нормальный активный режим* — эмиттерный переход смещен в прямом направлении, а коллекторный переход — в обратном;

— *инверсный активный режим* — коллекторный переход смещен в прямом направлении, а эмиттерный переход — в обратном.
.....

Управление транзистором наиболее эффективно осуществляется в нормальном активном режиме. При этом транзистор выполняет функции активного элемента

электрической цепи: усиление, генерирование, переключение и т. д. В режимах отсечки и насыщения управление транзистором практически отсутствует.

Часть базы, расположенную между эмиттером и коллектором, через которую проходят носители заряда в активных режимах работы транзистора, называют *активной частью*. Часть базы, расположенную между эмиттером и выводом базы, называют *пассивной*, а оставшаяся часть базы носит название *периферической*.

Основные характеристики транзистора определяются в первую очередь процессами, происходящими в базе.

В зависимости от распределения примесей в базе может существовать или отсутствовать электрическое поле. Возникновение электрического поля связано с наличием градиента концентрации примесей. При равномерном распределении примесей внутреннее электрическое поле отсутствует и неосновные носители заряда, попавшие в базу, движутся в ней вследствие процесса диффузии. Такие транзисторы называют *диффузионными* или *бездрейфовыми*. При неравномерном распределении концентрации примесей в базе имеется внутреннее электрическое поле (при сохранении в целом электрической нейтральности базы), и неосновные носители заряда движутся в ней в результате дрейфа и диффузии, причем дрейф играет доминирующую роль. Такие транзисторы называют *дрейфовыми*. Понятие «диффузионный транзистор» отражает основные процессы, происходящие в базе, поэтому его не следует путать с технологическим процессом получения *p-n*-перехода.



.....

Различают три основные схемы включения транзисторов: с общим эмиттером (ОЭ), общей базой (ОБ) и общим коллектором (ОК). В схеме с общим эмиттером входным электродом транзистора является вывод базы, выходным — вывод коллектора, а общим для входа и выхода — вывод эмиттера. В схеме с общей базой входным электродом транзистора является вывод эмиттера, выходным — вывод коллектора, а общим для входа и выхода — вывод базы. В схеме с общим коллектором входным электродом транзистора является вывод базы, выходным — вывод эмиттера, а общим для входа и выхода — вывод коллектора.

.....

Основные свойства транзистора определяются соотношениями его токов и напряжений и их взаимным влиянием друг на друга. Транзистор может работать на постоянном токе, в режиме малого переменного сигнала, в режиме большого переменного сигнала и в импульсном режиме.

Работа транзистора на постоянном токе характеризуется стационарными потоками носителей заряда. Соотношения между постоянными токами и напряжениями определяются статическими характеристиками и параметрами транзистора.

На работу транзистора в режиме малого переменного сигнала помимо стационарных потоков носителей заряда влияют также процессы накопления и рассасывания носителей, а также конечная скорость их движения. Для описания свойства транзистора при работе в режиме малого переменного сигнала используют системы малосигнальных параметров и малосигнальные эквивалентные схемы.

При работе транзистора в режиме большого переменного сигнала и в импульсном режиме существенно сказывается нелинейность статических характеристик транзистора.

4.2 Распределение стационарных потоков носителей заряда

Рассмотрим распределение потоков носителей заряда в транзисторе на примере p - n - p -структуры. Все положения, рассмотренные ранее для изолированного p - n -перехода, справедливы для каждого из p - n -переходов транзистора.

При отсутствии внешних напряжений на эмиттерном и коллекторном переходах основные носители заряда находятся в потенциальных ямах, причем переход в смежную область могут совершать только носители заряда, обладающие высокой тепловой энергией. Неосновные носители заряда находятся на потенциальных барьерах и могут переходить в смежные области. В состоянии термодинамического равновесия потоки основных и неосновных носителей заряда взаимно уравновешены и результирующие токи через p - n -переходы транзистора равны нулю.

При подаче на переходы транзистора внешних напряжений состояние термодинамического равновесия нарушается.

Нормальный активный режим

Под воздействием прямого напряжения на эмиттерном переходе снижается потенциальный барьер и происходит инжекция дырок из эмиттера в базу, где они являются неосновными носителями заряда. Движение дырок в процессе инжекции через эмиттерный переход создает ток $I_{э,р}$. Одновременно через эмиттерный переход происходит инжекция электронов из базы в эмиттер, создающих ток $I_{э,н}$. В области эмиттера эти носители заряда оказываются неосновными и рекомбинируют. Кроме того, через эмиттерный переход проходит ток $I_{э,рек}$, связанный с рекомбинацией носителей в области пространственного заряда. Полный ток, протекающий через омический контакт эмиттера, определяется выражением:

$$I_э = I_{э,р} + I_{э,н} + I_{э,рек}. \quad (4.1)$$

При малых токах через эмиттерный переход дополнительно следует учитывать ток утечки.

Дырки, инжектированные из эмиттера в базу, частично рекомбинируют в объеме и на поверхности базы, создавая токи $I_{рек,в}$, $I_{рек,с}$ соответственно. Некоторые инжектированные носители заряда достигают омического контакта базы и рекомбинируют на нем, образуя ток $I_{рек,кон}$. Остальные инжектированные носители заряда доходят до коллекторного перехода и втягиваются ускоряющим полем перехода в область коллектора — происходит экстракция дырок из базы в коллектор под действием обратного напряжения. Движение дырок в процессе экстракции из базы в коллектор создает ток $I_{к,р}$, связанный с током $I_{э,р}$ выражением:

$$I_{к,р} = I_{э,р} - I_{рек,в} - I_{рек,с} - I_{рек,кон}. \quad (4.2)$$

К току $I_{к,р}$ добавляется ток носителей заряда, образовавшихся в результате тепловой генерации в базе ($I_{б,ген}$), в коллекторе ($I_{к,ген}$), а также в коллекторном переходе ($I_{ген}$). При достаточно больших напряжениях на коллекторном переходе происходит лавинное размножение носителей заряда, которое можно учесть путем умножения всех проходящих через коллекторный переход токов на коэффициент лавинного размножения M :

$$I_k = M (I_{к,р} + I_{б,ген} + I_{к,ген} + I_{ген}).$$

Режим лавинного размножения носителей заряда в коллекторном переходе используется в лавинных транзисторах. Для транзисторов других типов рабочие напряжения на коллекторном переходе не достигают значений напряжения лавинного пробоя, поэтому $M = 1$. Тогда полный ток через омический контакт коллектора выражается формулой

$$I_k = I_{к,р} + I_{б,ген} + I_{к,ген} + I_{ген}. \quad (4.3)$$

Токи $I_{б,ген}$, $I_{к,ген}$, $I_{ген}$ являются составляющими обратного тока коллекторного перехода при отсутствии инжекции носителей заряда через эмиттерный переход:

$$I_{кб0} = I_{б,ген} + I_{к,ген} + I_{ген}.$$

В результате для полного тока коллектора справедливо выражение:

$$I_k = I_{к,р} + I_{кб0}.$$

Кроме того, в состав тока коллектора могут входить токи утечки на поверхности полупроводника.

Ток через омический контакт базы представляет собой алгебраическую сумму тока инжекции электронов из базы в эмиттер ($I_{э,н}$), тока рекомбинации в эмиттерном переходе ($I_{э,рек}$), токов рекомбинации в базе ($I_{рек,в} + I_{рек,с}$), обратного тока коллекторного перехода ($I_{кб0} = I_{б,ген} + I_{к,ген} + I_{ген}$), а также тока носителей заряда, инжектированных из эмиттера в базу и рекомбинировавших на омическом контакте базы ($I_{рек,кон}$):

$$\begin{aligned} I_b &= I_{рек,в} + I_{рек,с} + I_{рек,кон} + I_{э,н} + I_{э,рек} - I_{б,ген} - I_{к,ген} - \\ &- I_{ген} = I_{рек,в} + I_{рек,с} + I_{рек,кон} + I_{э,н} + I_{э,рек} - I_{кб0}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Значение и направление тока базы определяется соотношением между его составляющими.

Из выражений (4.1) — (4.4) следует важное соотношение между токами биполярного транзистора:

$$I_э = I_k + I_b. \quad (4.5)$$

Из выражений (4.1) — (4.3) следует, что ток коллектора связан с током эмиттера соотношением

$$\begin{aligned} I_k &= I_э - I_{э,н} - I_{э,рек} - I_{рек,в} - I_{рек,с} - I_{рек,кон} + I_{б,ген} + I_{к,ген} + I_{ген} = \\ &= I_э - I_{э,н} - I_{э,рек} - I_{рек,в} - I_{рек,с} - I_{рек,кон} + I_{кб0}, \end{aligned}$$

которое показывает пути улучшения управляемости транзистора.

Для повышения эффективности управления током коллектора принимают следующие меры:

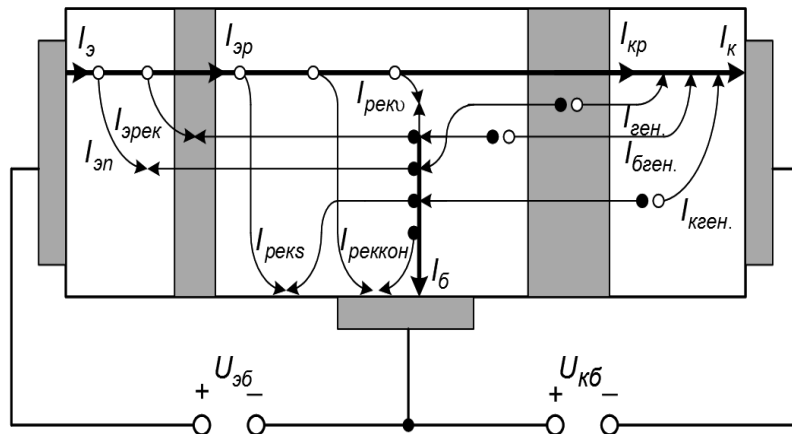


Рис. 4.2 – Распределение стационарных потоков носителей заряда в нормальном активном режиме работы биполярного транзистора

- толщину базы делают небольшой по сравнению с диффузионной длиной неосновных носителей заряда в базе, что приводит к уменьшению тока $I_{рек. в}$;
- применяют специальную обработку поверхности полупроводника для получения малой скорости поверхностной рекомбинации, что позволяет уменьшить ток $I_{рек. с}$;
- вывод базы располагают на достаточно большом расстоянии от эмиттера, чтобы снизить ток $I_{рек. кон}$;
- площадь коллекторного перехода делают значительно больше площади эмиттерного перехода для повышения эффективности экстракции носителей заряда из базы в коллектор.
- область эмиттера легируют значительно сильнее, чем область базы, обеспечивая уменьшение $I_{э. н}$.



Выводы

Таким образом, транзистор как управляемый прибор действует за счет создания транзитного потока носителей заряда из эмиттера через базу в коллектор и управления током коллектора путем изменения тока эмиттера, то есть является прибором, управляемым током.

Режим насыщения

В режиме насыщения эмиттерный и коллекторный переходы осуществляют инжекцию дырок в базу. При этом не все дырки, инжектированные эмиттером и достигшие коллекторного перехода, захватываются электрическим полем коллекторного перехода. Условно можно считать, что навстречу потоку дырок из базы

в коллектор идет поток дырок из коллектора в базу, а ток через коллекторный переход определяется разностью этих потоков. В режиме насыщения в базе происходит накопление дырок и их интенсивная рекомбинация, и ток базы может оказаться сравнимым с током эмиттера.

Режим отсечки

В режиме отсечки оба перехода смещены в обратном направлении и через них проходят токи, обусловленные процессами тепловой генерации носителей заряда в областях эмиттера, базы, коллектора, в обедненных слоях p - n -переходов, на омических контактах, а также токи утечки. При достаточно больших напряжениях на переходах транзистора происходит лавинное размножение носителей заряда, которое сопровождается резким возрастанием обратных токов.

Токи транзистора в статическом режиме

Токи через эмиттерный и коллекторный переходы идеализированного бездрейфового транзистора содержат только диффузионные составляющие.

Электронные составляющие диффузионных токов p - n - p -транзистора:

$$I_{nэ} = I_{nsэ} \left(\exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right) - 1 \right), \quad I_{нк} = I_{nsk} \left(\exp \left(\frac{U_{кб}}{\phi_T} \right) - 1 \right),$$

где $I_{nsэ} = q_e S D_n n_{p0} / L_n$, $I_{nsk} = q_e S D_n n_{pk0} / L_n$ — электронные составляющие токов насыщения.

Дырочные составляющие диффузионных токов p - n - p -транзистора:

$$I_{pэ} = \frac{I_{ps}}{\operatorname{sh} \left(\frac{w}{L_p} \right)} \left[\left(\exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) \operatorname{ch} \left(\frac{w}{L_p} \right) - \left(\exp \left(\frac{U_{кб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) \right],$$

$$I_{пк} = \frac{I_{ps}}{\operatorname{sh} \left(\frac{w}{L_p} \right)} \left[\left(\exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) - \left(\exp \left(\frac{U_{кб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) \operatorname{ch} \left(\frac{w}{L_p} \right) \right],$$

где $I_{ps} = q_e S D_p p_{n0} / L_p$ — дырочная составляющая токов насыщения.

Полные диффузионные токи через эмиттерный и коллекторный переходы p - n - p -транзистора:

$$I_э = I_{nэ} - I_{pэ}; \quad I_к = -I_{нк} + I_{пк}.$$

4.3 Собственные статические параметры транзистора

Собственными статическими параметрами транзистора называют значения токов или напряжений, а также соотношения между ними, определенные при заданных условиях.

Дифференциальный коэффициент инжекции

Коэффициент инжекции характеризует долю тока инжекции носителей заряда из эмиттера в базу в полном токе эмиттера.



.....
Дифференциальный коэффициент инжекции определяется отношением приращения тока носителей заряда, инжектированных из эмиттера в базу, к приращению полного тока эмиттера при постоянном напряжении на коллекторном переходе.

Дифференциальный коэффициент инжекции для p - n - p -транзистора:

$$\gamma_p = \left. \frac{dI_{p3}}{dI_3} \right|_{U_{кб}=\text{const}}.$$

Из выражений для токов I_{p3} и I_3 следует:

$$\gamma_p = \frac{1}{1 + \frac{D_n n_{p30} L_p}{D_p p_{n0} L_n} \text{th}\left(\frac{w}{L_p}\right)} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_n L_p}{\sigma_{p3} L_n} \text{th}\left(\frac{w}{L_p}\right)}, \quad (4.6)$$

где $\sigma_n = q_e \mu_n n_n$, $\sigma_{p3} = q_e \mu_p p_{p3}$ — удельные проводимости базы и эмиттерной p -области соответственно.

При $w \ll L_p$ выражение (4.6) упрощается:

$$\gamma_p \approx \left(1 + \frac{\sigma_n w}{\sigma_{p3} L_n}\right)^{-1} \approx 1 - \frac{\sigma_n w}{\sigma_{p3} L_n}. \quad (4.7)$$



Выводы

.....
Дифференциальный коэффициент инжекции всегда меньше единицы, и для его увеличения необходимо легировать эмиттер намного сильнее, чем базу, для получения $\sigma_n \ll \sigma_{p3}$ и обеспечивать условие $w \ll L_n$, то есть делать базу тонкой.

Дифференциальный коэффициент переноса

Коэффициент переноса показывает, какая часть носителей заряда, инжектированных из эмиттера в базу, достигает коллекторного перехода.



.....
 Дифференциальный коэффициент переноса определяется отношением приращения тока носителей заряда, инжектированных в базу и достигших коллекторного перехода, к приращению тока инжекции из эмиттера в базу при постоянном напряжении на коллекторном переходе.

Дифференциальный коэффициент переноса для $p-n-p$ -транзистора: $\alpha_{пр} = \frac{dI_{рк}}{dI_{рз}} \Big|_{U_{кб}=const}$.

Из выражений для токов $I_{рк}$ и $I_{рз}$ следует $\alpha_{пр} = \left(ch \frac{w}{L_p} \right)^{-1}$, а при $w \ll L_p$:

$$\alpha_{пр} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_p} \right)^2. \quad (4.8)$$



Выводы

.....
 Дифференциальный коэффициент переноса всегда меньше единицы, так как часть носителей заряда, инжектированных в базу из эмиттера, рекомбинирует.

Эффективность коллектора



.....
 Эффективность коллектора определяется отношением приращения полного тока коллектора к приращению тока носителей заряда, инжектированных из эмиттера в базу и достигших коллекторного перехода, при постоянном напряжении на нем.

Эффективность коллектора для $p-n-p$ -транзистора:

$$\alpha^* = \frac{dI_{к}}{dI_{рк}} \Big|_{U_{кб}=const}.$$

В нормальном рабочем режиме, когда отсутствует лавинное размножение носителей заряда в коллекторном переходе, эффективность коллектора $\alpha^* = 1$, а в условиях лавинного пробоя коллекторного перехода определяется коэффициентом M лавинного размножения: $\alpha^* = M$.

Дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера



.....
Дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера представляет собой отношение приращения тока коллектора к вызвавшему его приращению тока эмиттера при постоянном напряжении на коллекторном переходе:

$$\alpha = \left. \frac{dI_K}{dI_E} \right|_{U_{K\delta} = \text{const}}.$$

.....

Дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера определяется дифференциальным коэффициентом инжекции, дифференциальным коэффициентом переноса и эффективностью коллектора. Для транзистора p - n - p -типа:

$$\alpha = \left. \frac{dI_K}{dI_E} \right|_{U_{K\delta} = \text{const}} = \left(\frac{dI_K}{dI_{PK}} \cdot \frac{dI_{PK}}{dI_{P3}} \cdot \frac{dI_{P3}}{dI_E} \right) \Big|_{U_{K\delta} = \text{const}} = \alpha^* \alpha_n \gamma. \quad (4.9)$$

В нормальном рабочем режиме при $w \ll L_p$ справедливо приближенное выражение для оценки коэффициента передачи тока эмиттера:

$$\alpha \approx \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_p} \right)^2 \right] \times \left[1 - \frac{\sigma_n w}{\sigma_{p3} L_n} \right] \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_p} \right)^2 - \frac{\sigma_n w}{\sigma_{p3} L_n}.$$

Дифференциальный коэффициент передачи тока базы



.....
Дифференциальный коэффициент передачи тока базы представляет собой отношение приращения тока коллектора к приращению тока базы при постоянном напряжении на коллекторном переходе:

$$\beta = \left. \frac{dI_K}{dI_B} \right|_{U_{K\delta} = \text{const}}.$$

.....

С учетом соотношения (4.5) коэффициент передачи тока базы связан с коэффициентом передачи тока эмиттера выражением:

$$\beta = \left. \frac{dI_K}{dI_B} \right|_{U_{K\delta} = \text{const}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}, \quad (4.10)$$

откуда

$$\alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}. \quad (4.11)$$

Дифференциальный коэффициент передачи тока коллектора при инверсном включении

Дифференциальный коэффициент передачи тока коллектора при инверсном включении представляет собой отношение приращения тока эмиттера к вызвавшему его приращению тока коллектора при постоянном напряжении на эмиттерном переходе:

$$\alpha_I = \left. \frac{dI_3}{dI_K} \right|_{U_{36}=\text{const}}.$$

По аналогии с дифференциальным коэффициентом тока эмиттера можно получить приближенное выражение для оценки коэффициента передачи тока коллектора:

$$\alpha_I \approx \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_p} \right)^2 \right] \left[1 - \frac{\sigma_n w}{\sigma_{pk} L_n} \right] \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_p} \right)^2 - \frac{\sigma_n w}{\sigma_{pk} L_n}.$$

Инверсный дифференциальный коэффициент передачи тока базы

Инверсный дифференциальный коэффициент передачи тока базы представляет собой отношение приращения тока эмиттера к приращению тока базы при постоянном напряжении на эмиттерном переходе, когда транзистор работает

в инверсном активном режиме: $\beta_I = \left. \frac{dI_3}{dI_6} \right|_{U_{36}=\text{const}}.$

С учетом соотношения (4.5) инверсный коэффициент передачи тока базы связан с коэффициентом передачи тока коллектора при инверсном включении выражением:

$$\beta_I = \left. \frac{dI_3}{dI_6} \right|_{U_{36}=\text{const}} = \frac{\alpha_I}{1 - \alpha_I}, \quad (4.12)$$

откуда

$$\alpha_I = \frac{\beta_I}{1 + \beta_I}. \quad (4.13)$$

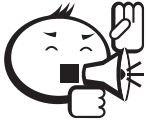
Параметры режима отсечки

В качестве собственных статических параметров транзистора в режиме отсечки обычно используют значения токов эмиттера и коллектора. Из-за влияния одного перехода транзистора на другой эти токи находят при определенных условиях включения транзистора. При обозначении токов переходов используют три буквенных индекса, первый из которых определяет ток транзистора, второй — схему включения транзистора, а третий — условия определения тока.



Начальными токами переходов называют значения токов при обратном напряжении на каком-либо переходе транзистора при условии, что напряжение на другом переходе равно нулю, то есть на границе перехода транзистора из активного режима в режим отсечки.

Поскольку начальные токи переходов довольно малы, напряжение на переходе, равное нулю, достигается путем короткого замыкания соответствующего вывода транзистора с выводом базы.



.....
Начальными токами переходов являются: $I_{эбк}$ — ток эмиттера транзистора, когда эмиттерный переход находится под обратным напряжением, а коллекторный переход короткозамкнут; $I_{кбк}$ — ток коллектора транзистора, когда коллекторный переход находится под обратным напряжением, а эмиттерный переход короткозамкнут.
.....

Принимая во внимание условия определения начальных токов переходов, найдем:

$$I_{эбк} = -I_э \Big|_{U_{кб}=0; -U_{эб} \gg \phi_T} = I_{нсэ} + I_{ps} \left(\text{th} \left(\frac{w}{L_p} \right) \right)^{-1},$$

$$I_{кбк} = I_к \Big|_{U_{эб}=0; -U_{кб} \gg \phi_T} = I_{нск} + I_{ps} \left(\text{th} \left(\frac{w}{L_p} \right) \right)^{-1}.$$

Начальные токи переходов связаны соотношением:

$$\alpha I_{эбк} = \alpha_I I_{кбк}. \quad (4.14)$$



.....
Под обратными токами переходов транзистора понимают значения токов через какой-либо из переходов при обратном напряжении на нем, когда ток в одном из двух оставшихся выводов равен нулю.
.....



.....
С учетом схемы включения транзистора обратными токами переходов являются:

- $I_{эб0}$ — ток эмиттера транзистора, включенного по схеме с общей базой, когда эмиттерный переход находится под обратным напряжением, а ток коллектора равен нулю;
 - $I_{кб0}$ — ток коллектора транзистора, включенного по схеме с общей базой, когда коллекторный переход находится под обратным напряжением, а ток эмиттера равен нулю;
 - $I_{кэ0}$ — ток коллектора транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, когда коллекторный переход находится под обратным напряжением, а ток базы равен нулю.
-

Обратные и начальные токи переходов транзистора связаны между собой:

$$I_{кб0} = (1 - \alpha_I) I_{кбк}, \quad I_{эб0} = (1 - \alpha_I) I_{эбк},$$

$$I_{кэ0} = \frac{1 - \alpha\alpha_I}{1 - \alpha} I_{кбк} = \frac{1}{1 - \alpha} I_{кб0} = (\beta + 1) I_{кб0}. \quad (4.15)$$

Дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода

Дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода определяется отношением приращения напряжения к приращению тока прямосмещенного эмиттерного перехода при постоянном напряжении на коллекторном переходе:

$$r_э = \left. \frac{dU_{эб}}{dI_э} \right|_{U_{кб} = \text{const}}.$$

В нормальном активном режиме: $1/r_э \approx (1/\phi_T) [I_э + I_{эбк}(1 - \alpha)] \approx I_э/\phi_T$, откуда

$$r_э \approx \frac{\phi_T}{I_э}. \quad (4.16)$$

В частных случаях, когда $U_{эб} = 0$, то $r_э = \phi_T/I_{эбк}$, а когда $I_э = 0$, то $r_э \approx \phi_T/(I_{эбк}(1 - \alpha))$.

4.4 Модель Эберса-Молла биполярного транзистора

Используя начальные токи переходов, уравнения токов эмиттера и коллектора могут быть представлены в виде:

$$I_э = I_{эбк} \left(\exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) - \alpha_I I_{кбк} \left(\exp \left(\frac{U_{кб}}{\phi_T} \right) - 1 \right), \quad (4.17)$$

$$I_к = -I_{кбк} \left(\exp \left(\frac{U_{кб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) + \alpha I_{эбк} \left(\exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right) - 1 \right). \quad (4.18)$$

На основе первого правила Кирхгофа:

$$I_б = I_{эбк} (1 - \alpha) \left(\exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) + I_{кбк} (1 - \alpha_I) \left(\exp \left(\frac{U_{кб}}{\phi_T} \right) - 1 \right). \quad (4.19)$$

Уравнениям (4.17) — (4.19) соответствует эквивалентная схема рисунку 4.3, на которой диоды $VD1$ и $VD2$ отражают эмиттерный и коллекторный переходы. Ток $I_{pn,э} = I_{эбк} [\exp(U_{эб}/\phi_T) - 1]$ — ток, протекающий через эмиттерный переход при закороченном коллекторном переходе. Ток $I_{pn,к} = I_{кбк} [\exp(U_{кб}/\phi_T) - 1]$ — ток, протекающий через коллекторный переход при закороченном эмиттерном переходе. Связь переходов через область базы показана с помощью зависимых источников тока, управляемых током: $\alpha I_{pn,э}$ и $\alpha_I I_{pn,к}$.

Поскольку в технической документации на транзисторы указываются не начальные, а обратные токи эмиттера $I_{эб0}$ и коллектора $I_{кб0}$, то уравнения (4.17) — (4.19) целесообразно представить в виде:

$$I_э = \frac{I_{эб0}}{1 - \alpha\alpha_I} \left(\exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) - \alpha_I \frac{I_{кб0}}{1 - \alpha\alpha_I} \left(\exp \left(\frac{U_{кб}}{\phi_T} \right) - 1 \right),$$

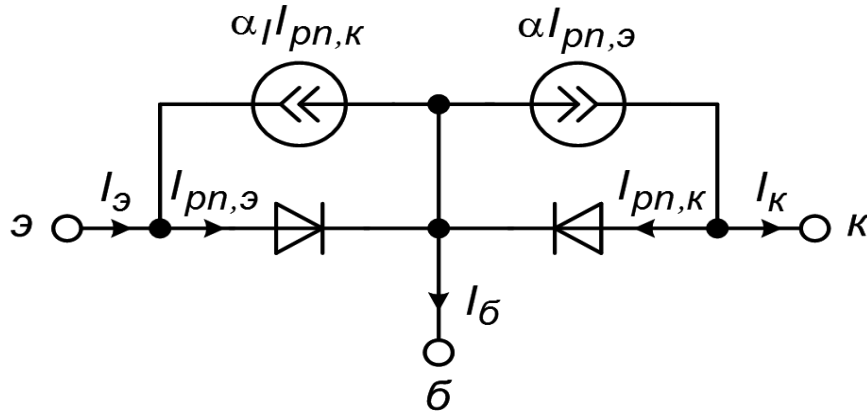


Рис. 4.3 – Эквивалентная схема модели Эберса-Молла

$$I_K = -\frac{I_{K60}}{1 - \alpha\alpha_I} \left(\exp\left(\frac{U_{KБ}}{\phi_T}\right) - 1 \right) + \alpha \frac{I_{Э60}}{1 - \alpha\alpha_I} \left(\exp\left(\frac{U_{ЭБ}}{\phi_T}\right) - 1 \right), \quad (4.20)$$

$$I_Б = I_{Э60} \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha\alpha_I} \left(\exp\left(\frac{U_{ЭБ}}{\phi_T}\right) - 1 \right) + I_{K60} \frac{1 - \alpha_I}{1 - \alpha\alpha_I} \left(\exp\left(\frac{U_{KБ}}{\phi_T}\right) - 1 \right).$$

Уравнениям (4.20) соответствует эквивалентная схема рисунок 4.4, в которой токи диодов $VD1$ и $VD2$ определяются выражениями:

$$I'_{p-n,э} = I_{Э60} \left(\exp\left(\frac{U_{ЭБ}}{\phi_T}\right) - 1 \right), \quad I'_{p-n,к} = I_{K60} \left(\exp\left(\frac{U_{KБ}}{\phi_T}\right) - 1 \right).$$

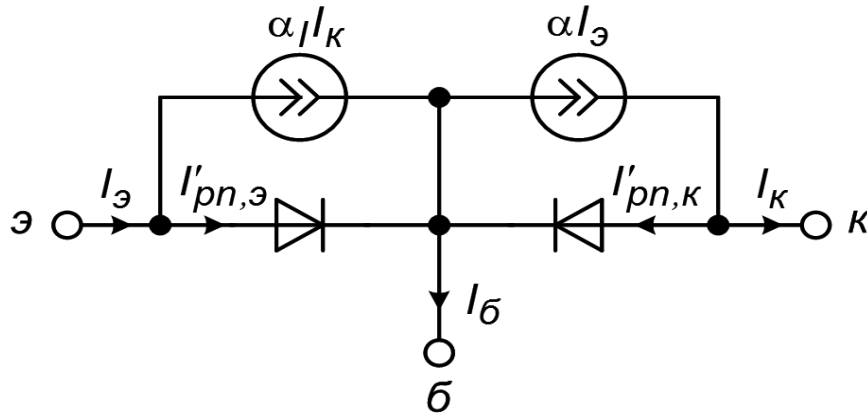


Рис. 4.4 – Эквивалентная схема модели Эберса-Молла

Непосредственно по эквивалентной схеме можно записать уравнения:

$$I_Э = I_{Э60} \left(\exp\left(\frac{U_{ЭБ}}{\phi_T}\right) - 1 \right) + \alpha_I I_К,$$

$$I_К = \alpha I_Э - I_{K60} \left(\exp\left(\frac{U_{KБ}}{\phi_T}\right) - 1 \right), \quad (4.21)$$

$$I_{\bar{6}} = I_{\bar{3}} - I_{\bar{K}}.$$

Токи эмиттера и коллектора в уравнениях (4.21) можно выразить через ток базы:

$$\begin{aligned} I_{\bar{3}} &= (\beta_I + 1) I_{\bar{3}60} \left(\exp \left(\frac{U_{\bar{3}6}}{\phi_T} \right) - 1 \right) - \beta_I I_{\bar{6}}, \\ I_{\bar{K}} &= \beta I_{\bar{6}} - (\beta + 1) I_{\bar{K}60} \left(\exp \left(\frac{U_{\bar{K}6}}{\phi_T} \right) - 1 \right). \end{aligned} \quad (4.22)$$

Уравнениям (4.22) соответствует эквивалентная схема рисунок 4.5, в которой токи диодов $VD1$, $VD2$ определяются выражениями:

$$\begin{aligned} I_{pn,\bar{3}}^* &= (\beta_I + 1) I_{\bar{3}60} \left(\exp \left(\frac{U_{\bar{3}6}}{\phi_T} \right) - 1 \right), \\ I_{pn,\bar{K}}^* &= (\beta + 1) I_{\bar{K}60} \left(\exp \left(\frac{U_{\bar{K}6}}{\phi_T} \right) - 1 \right). \end{aligned}$$

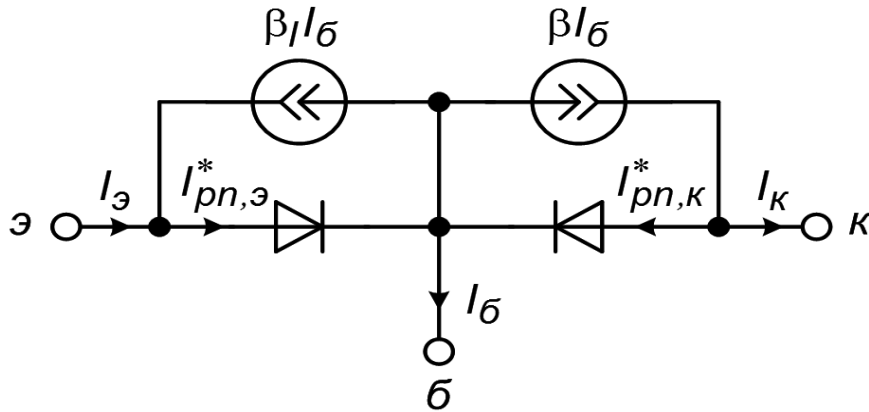


Рис. 4.5 – Эквивалентная схема модели Эберса-Молла

Уравнения (4.17) – (4.22) и эквивалентные схемы рисунки 4.3 – 4.5 представляют собой разновидности нелинейной инжекционной модели Эберса-Молла, справедливой для всех режимов работы транзистора.

Нормальный активный режим

При условии $|U_{\bar{K}6}| \gg \phi_T$ из (4.21) следует, что

$$I_{\bar{K}} = \alpha I_{\bar{3}} + I_{\bar{K}60}, \quad (4.23)$$

а из (4.20) при $\alpha \approx 1$:

$$U_{\bar{3}6} \approx \phi_T \ln \frac{(1 - \alpha \alpha_I I_{\bar{3}})}{I_{\bar{3}60}}. \quad (4.24)$$

Таким образом, в активном нормальном режиме работы идеализированного транзистора ток коллектора и напряжение эмиттерного перехода не зависят от напряжения на коллекторном переходе.

Инверсный активный режим

В инверсном режиме $U_{эб} < 0$, $U_{кб} > 0$. При условиях $|U_{эб}| \gg \phi_T$, $|U_{кб}| \gg \phi_T$ из (4.20) следует:

$$I_э = \alpha_I I_к + I_{эб0}, \quad U_{кб} \approx \phi_T \ln \left(1 + \frac{(1 - \alpha \alpha_I) I_к}{I_{кб0}} \right). \quad (4.25)$$

Таким образом, в инверсном активном режиме работы идеализированного транзистора ток эмиттера и напряжение коллекторного перехода не зависят от напряжения на эмиттерном переходе.

Режим отсечки

Оба перехода транзистора смещены в обратном направлении ($U_{эб} < 0$, $U_{кб} < 0$), а их абсолютные величины превышают $(3 \div 5)\phi_T$, следовательно, справедливы выражения:

$$I_э = \frac{1}{1 - \alpha \alpha_I} (-I_{эб0} + \alpha_I I_{кб0}) = -I_{эб0} \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha \alpha_I},$$

$$I_к = \frac{1}{1 - \alpha \alpha_I} (-\alpha I_{эб0} + I_{кб0}) = I_{кб0} \frac{1 - \alpha_I}{1 - \alpha \alpha_I},$$

которые с учетом $\alpha \approx 1$ и $\alpha_I \approx 0$ упрощаются к виду:

$$I_к \approx I_{кб0}, \quad I_э \approx 0.$$

Ток базы в режиме отсечки приблизительно равен току коллектора:

$$I_б = I_э - I_к \approx -I_{кб0}.$$

Таким образом, в режиме отсечки ток эмиттера практически равен нулю, а через выводы коллектора и базы протекает обратный ток коллекторного перехода $I_{кб0}$.

В режиме отсечки токи минимальны, а сопротивление максимально. Этот режим широко используется в импульсных устройствах, где биполярный транзистор выполняет функции электронного ключа.

Режим насыщения

Внешним проявлением режима насыщения является неизменность тока коллектора при изменении тока эмиттера и тока базы. При этом ток коллектора определяется параметрами внешней цепи. До входа в режим насыщения транзистор работает в нормальном активном режиме, для которого справедливо выражение (4.23). Пренебрегая в (4.23) составляющей $I_{кб0}$, можно записать: $I_э = I_к / \alpha$.

На границе насыщения выполняется соотношение $I_{э, \text{нас}} = I_{к, \text{нас}} / \alpha$, которое можно представить в эквивалентной форме

$$I_{б, \text{нас}} = \frac{I_{к, \text{нас}}}{\beta}. \quad (4.26)$$

При переходе в режим насыщения увеличение тока базы не приводит к увеличению тока коллектора, который остается равным току $I_{к.нас}$, а критерием работы транзистора в режиме насыщения служит условие

$$I_{\bar{б}} > I_{\bar{б}.нас} = \frac{I_{к.нас}}{\beta}. \quad (4.27)$$

Параметром, характеризующим режим насыщения, является *коэффициент насыщения транзистора*, определяемый как отношение фактического тока базы к току базы на границе насыщения:

$$k_{нас} = \frac{I_{\bar{б}}}{I_{\bar{б}.нас}}. \quad (4.28)$$

Тогда критерий работы транзистора в режиме насыщения можно представить в виде

$$I_{\bar{б}} = k_{нас} \frac{I_{к.нас}}{\beta}. \quad (4.29)$$

Из уравнений (4.20) с учетом $U_{кэ} = U_{кб} - U_{эб}$ следует, что в режиме насыщения справедливо выражение:

$$U_{кэ} = \phi_T \ln \frac{\beta + k_{нас}(\beta_I + 1)}{\beta_I(k_{нас} - 1)}. \quad (4.30)$$

При токе коллектора, равном нулю, напряжение на транзисторе в режиме насыщения становится минимальным, равным остаточному напряжению:

$$U_{кэ.ост} = \phi_T \ln \frac{\beta_I + 1}{\beta_I} = \phi_T \ln \frac{1}{\alpha_I}. \quad (4.31)$$

Это соотношение используется для экспериментального определения коэффициента передачи тока коллектора в инверсном режиме.



Наличие остаточного напряжения между коллектором и эмиттером является важнейшей особенностью биполярных транзисторов.

4.5 Модуляция толщины базы

Часть области базы занята обедненными слоями электронно-дырочных переходов, поэтому эффективная толщина базы, определяемая расстоянием между границами обедненных слоев, всегда меньше технологической толщины, определяемой расстоянием между металлургическими границами переходов. Так как изменение напряжения на переходе вызывает изменение его ширины, то эффективная толщина базы зависит от режима работы биполярного транзистора.



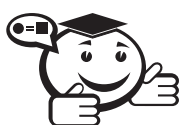
.....
Изменение эффективной толщины базы, обусловленное изменением токов и напряжений биполярного транзистора, называется модуляцией толщины базы.

В активном режиме работы ширина обедненного слоя эмиттерного перехода и ее изменения малы и не оказывают существенного влияния на эффективную толщину базы. Коллекторный же переход имеет сравнительно большую ширину обедненного слоя, которая подвержена ощутимым изменениям под действием значительных изменений напряжения коллекторного перехода. Таким образом, модуляция толщины базы биполярного транзистора преимущественно обусловлена изменением ширины обедненного слоя коллекторного перехода. Степень модуляции толщины базы зависит от соотношения концентраций примесей (удельных сопротивлений) областей базы и коллектора. Наибольшая степень модуляции толщины базы наблюдается, если концентрация примесей в области коллектора значительно больше, чем в области базы ($\rho_b \gg \rho_k$), так как в этом случае обедненный слой коллекторного перехода практически полностью сосредоточен в базе и приращения его ширины вызывают практически равные приращения эффективной толщины базы.

Модуляция толщины базы при протекании больших токов

Протекание большого тока в коллекторной цепи транзистора создает значительное падение напряжения на объемном сопротивлении коллекторного слоя, что приводит к изменению напряжения на обедненном слое коллекторного перехода и, следовательно, его ширины. При этом увеличение тока эмиттера вызывает рост тока коллектора, рост падения напряжения на коллекторном слое, уменьшение напряжения на обедненном слое коллекторного перехода, уменьшение ширины перехода и увеличение эффективной толщины базы. При определенных значениях тока эмиттера напряжение на обедненном слое коллекторного перехода становится равным нулю, то есть транзистор оказывается на границе активного режима и режима насыщения. Дальнейшее увеличение тока смещает коллекторный переход в прямом направлении, переводя транзистор в режим насыщения. *Рассмотренный эффект носит название эффекта насыщения.* За счет эффекта насыщения коллекторный переход транзистора может вообще исчезнуть, что характерно для высоковольтных транзисторов, у которых область коллектора является слаболегированной.

Эффект Эрли



.....
Модуляция толщины базы под действием электрического поля коллекторного перехода носит название эффекта Эрли.

Изменение напряжения коллекторного перехода вызывает приращение толщины базы, равное по величине и противоположное по знаку приращению толщины обедненного слоя:

$$dw = -d\delta = -\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2q_e N_6 |U_{\text{кб.обр}}|}} d|U_{\text{кб.обр}}|, \quad (4.32)$$

где N_6 — концентрация легирующей примеси в базе транзистора.

Из выражения (4.32) видно, что эффект Эрли выражен тем сильнее, чем меньше величина обратного напряжения на коллекторном переходе и чем больше удельное сопротивление базы.

Эффект Эрли имеет целый ряд практически важных следствий.

- Изменение эффективной толщины базы влияет на долю носителей заряда, инжектированных из эмиттера и достигших коллекторного перехода. Чем меньше толщина базы, тем больше доля таких носителей. Следовательно, при неизменном токе эмиттера модуляция толщины базы приводит к изменению тока коллектора. Это значит, что коэффициент передачи тока эмиттера является функцией коллекторного напряжения, а коллекторный переход имеет конечное дифференциальное сопротивление.

Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода определяется отношением малого приращения величины обратного напряжения коллекторного перехода к малому приращению тока коллектора при постоянном токе эмиттера:

$$r_k = \left. \frac{d|U_{\text{кб.обр}}|}{dI_k} \right|_{I_3=\text{const}}.$$

Для оценки дифференциального сопротивления коллекторного перехода используется формула:

$$r_k = \sqrt{\frac{2q_e N_6}{\varepsilon\varepsilon_0}} \cdot \frac{L_6^2}{w} \cdot \frac{\sqrt{|U_{\text{кб.обр}}|}}{\gamma I_3}. \quad (4.33)$$

- Модуляция толщины базы приводит к появлению в транзисторе внутренней обратной связи по напряжению.

Коэффициент внутренней обратной связи по напряжению в биполярном транзисторе определяется отношением малого приращения напряжения на эмиттерном переходе к малому приращению напряжения на коллекторном переходе при постоянном токе эмиттера:

$$\mu_{\text{эк}} = \left. \frac{dU_{\text{эб}}}{dU_{\text{кб}}} \right|_{I_3=\text{const}}.$$

Оценочное выражение для коэффициента внутренней обратной связи по напряжению имеет вид:

$$\mu_{\text{эк}} \approx -\frac{\phi_T}{w} \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2q_e N_6 |U_{\text{кб.обр}}|}}. \quad (4.34)$$

Знак «минус» говорит о том, что увеличение абсолютного значения обратного напряжения на коллекторном переходе вызывает уменьшение величины прямого напряжения на эмиттерном переходе.

- Поскольку тепловой обратный ток эмиттерного перехода обратно пропорционален толщине базы, то *изменение коллекторного напряжения вызывает изменение этого тока, а следовательно, и вольт-амперной характеристики эмиттерного перехода.*
- Модуляция толщины базы сопровождается изменением заряда неосновных носителей в базе под действием коллекторного напряжения, поэтому *коллекторный переход обладает некоторой диффузионной емкостью.*
- Модуляция толщины базы изменяет время пролета неосновных носителей заряда через базу, то есть *напряжение коллекторного перехода влияет на частотные свойства транзистора.*
- Вследствие эффекта Эрли при достаточно больших обратных напряжениях на коллекторном переходе область объемного заряда коллекторного перехода может достигнуть эмиттерного перехода. Данное явление называется *смыканием переходов* или *проколом базы биполярного транзистора*. Напряжение прокола оценивается выражением:

$$U_{\text{прокола}} = \frac{q_e N_b w^2}{2\epsilon\epsilon_0} = \frac{w^2}{2\epsilon\epsilon_0 \mu_b \rho_b}, \quad (4.35)$$

где μ_b — подвижность неосновных носителей заряда в базе; ρ_b — удельное сопротивление области базы.

При смыкании переходов транзистора потенциальный барьер эмиттерного перехода понижается, возрастает ток эмиттера, а значит, и ток коллектора. По внешним признакам смыкание переходов напоминает пробой или короткое замыкание эмиттера с коллектором. *Явление прокола базы обычно сопровождается выходом транзистора из строя даже при наличии ограничительного резистора в цепи коллектора, так как эффективная толщина базы не одинакова на различных участках и поэтому смыкание переходов происходит на участке, где эффективная толщина базы минимальна. В результате в ограниченной области прокола происходит существенное возрастание тока и выделяется значительная мощность, что приводит к тепловому пробую транзистора.*

Сопротивление базы

Сопротивление базы r_b складывается из двух составляющих объемного сопротивления базы r'_b и диффузионного сопротивления базы r''_b :

$$r_b = r'_b + r''_b. \quad (4.36)$$

Объемное сопротивление базы определяется в направлении, перпендикулярном движению неосновных носителей заряда, инжектированных из эмиттера в базу. Значение объемного сопротивления зависит от конфигурации и геометрических размеров активной, пассивной и периферической областей базы, удельного сопротивления материала базы и сопротивления базового контакта. Следует отметить, что объемное сопротивление базы является распределенным, однако для удобства его часто рассматривают как сосредоточенное сопротивление.

Для идеализированной структуры сплавного транзистора, представленной на рисунке 4.6, объемное сопротивление базы определяется выражением:

$$r'_6 = r'_{61} + r'_{62} + r'_{63} = \frac{\rho_6}{2\pi} \left(\frac{1}{2w_1} + \frac{1}{w_2} \ln \frac{R_K}{R_3} + \frac{1}{w_3} \ln \frac{R_6}{R_K} \right), \quad (4.37)$$

где r'_{61} , r'_{62} и r'_{63} — сопротивления активной, пассивной и периферической областей базы.

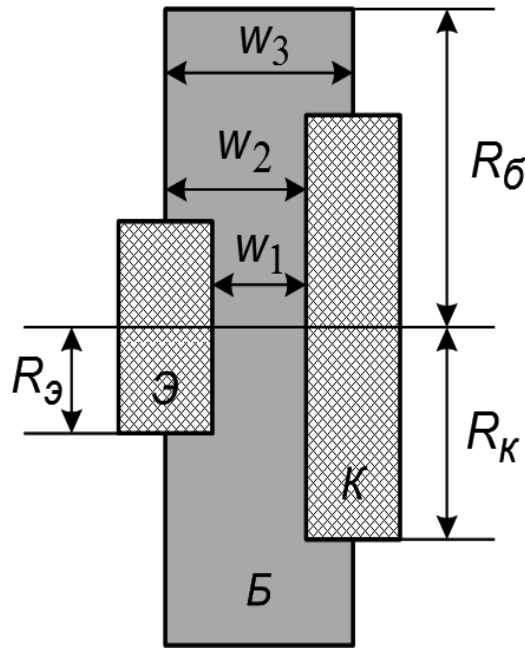


Рис. 4.6 – Идеализированная структура сплавного транзистора

При малых токах основную роль в величине объемного сопротивления базы играет активная область базы, поскольку она обладает наименьшей толщиной. При больших токах на низких частотах объемное сопротивление базы в основном определяется пассивной и периферической областями, а на высоких частотах — периферической областью.

Диффузионное сопротивление базы является параметром, который наряду с коэффициентом обратной связи $\mu_{ЭК}$ характеризует внутреннюю обратную связь по напряжению и определяется отношением малого приращения напряжения на эмиттерном переходе к малому приращению тока коллектора при постоянном токе эмиттера:

$$r''_6 = \frac{dU_{ЭБ}}{dI_K} \Big|_{I_3 = \text{const}}. \quad (4.38)$$

Диффузионное сопротивление базы связано с параметрами биполярного транзистора соотношениями:

$$r''_6 = \mu_{ЭК} r_K \approx \frac{r_3}{2(\gamma - \alpha)} \approx \frac{r_3}{2(1 - \alpha)} = \frac{r_3}{2} (\beta + 1). \quad (4.39)$$

Диффузионное сопротивление базы может быть достаточно большим. Поэтому на низких частотах сопротивление r_6 , как правило, значительно превышает приводимую в справочниках величину объемного сопротивления базы r'_6 .

4.6 Пробой биполярных транзисторов

Основными факторами, которые ограничивают величину обратного напряжения на коллекторном переходе, являются явление прокола базы и пробой коллекторного перехода. Наиболее вероятными видами пробоя коллекторного перехода являются лавинный пробой и вторичный пробой.

Лавинный пробой

Механизм лавинного пробоя коллекторного перехода зависит от схемы включения транзистора.

При включении транзистора по схеме с общей базой пробой транзистора не отличается от пробоя полупроводникового диода. Ток коллектора в режиме лавинного пробоя определяется выражением:

$$I_{к. лав} = MI_{к} = M(\alpha I_{э} + I_{кб0}) = \alpha_M I_{э} + MI_{кб0}, \quad (4.40)$$

где $M = \frac{1}{1 - (U_{кб}/U_{кб0. проб})^n}$ — коэффициент лавинного размножения носителей заряда в коллекторном переходе; $U_{кб0. проб}$ — напряжение лавинного пробоя коллекторного перехода транзистора в схеме с общей базой при $I_{э} = 0$; $\alpha_M = M\alpha$ — коэффициент передачи тока эмиттера в режиме лавинного размножения носителей заряда.

Если ограничить ток коллектора, то лавинный пробой будет обратимым.

В схеме с общим эмиттером при разомкнутой цепи базы или при включении в нее достаточно большого сопротивления пары носителей заряда, которые образуются при лавинном размножении, разделяются электрическим полем коллекторного перехода так, что неосновные для базы носители заряда уходят в коллектор, а основные — в базу. В базе создается избыточный заряд основных носителей, вызывающий снижение потенциального барьера эмиттерного перехода и рост тока эмиттера. Так как ток базы равен нулю, то носители заряда, инжектированные из эмиттера в базу, практически не рекомбинируя, достигают коллекторного перехода, что и приводит к существенному росту тока коллектора.

В схеме с общим эмиттером ток коллектора при лавинном размножении носителей заряда определяется выражением

$$I_{к. лав} = \frac{\alpha_M}{1 - \alpha_M} I_{б} + \frac{MI_{кб0}}{1 - \alpha_M}. \quad (4.41)$$

Условие возникновения лавинного пробоя имеет вид

$$\alpha_M = \frac{\alpha}{1 - \left(\frac{U_{кэ0. проб}}{U_{кб0. проб}} \right)^n} = 1, \quad (4.42)$$

где $U_{кэ0. проб}$ — напряжение лавинного пробоя коллекторного перехода транзистора в схеме с общим эмиттером при токе $I_{б} = 0$.

Из соотношения (4.42) следует связь напряжений лавинного пробоя для схем с общей базой и общим эмиттером:

$$U_{кз. проб} = U_{кб. проб} \sqrt[n]{1 - \alpha}. \quad (4.43)$$

Выражение показывает, что *напряжение лавинного пробоя в схеме с общим эмиттером меньше, чем в схеме с общей базой, и тем меньше, чем больше коэффициент α и чем меньше коэффициент n .*

Вторичный пробой

Наличие различных дефектов на поверхности и в объеме транзисторной структуры является причиной неоднородности проводимости кристалла в отдельных областях и, следовательно, неравномерности плотности тока.



.....
Пробой, вызванный локальным увеличением плотности тока через коллекторный переход, носит название вторичного пробоя.

Локальное увеличение плотности тока приводит к локальному разогреву, что обуславливает:

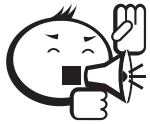
- увеличение тепловой генерации носителей заряда в коллекторном переходе, что вызывает дополнительное увеличение локальной плотности тока и еще больший локальный разогрев. При этом тепловая генерация носителей заряда может возрасти настолько, что область объемного заряда коллекторного перехода на участке локального разогрева исчезает;
- локальное уменьшение толщины коллекторного перехода, повышение напряженности поля и увеличение ударной ионизации. При этом дополнительно увеличивается локальная плотность тока и локальный разогрев;
- увеличение коэффициента передачи тока эмиттера на локальном участке из-за роста времени жизни носителей заряда. При этом также дополнительно увеличивается локальная плотность тока и локальный разогрев.

При вторичном пробое происходит резкое увеличение тока и уменьшение напряжения.

Если ток через транзистор при вторичном пробое не ограничен, то вторичный пробой приведет к локальному проплавлению базы транзистора, в которой образуется тонкая область того же типа электропроводности, что эмиттера и коллектора. При этом характеристики как эмиттерного, так и коллекторного переходов могут остаться неизменными, а эмиттерная и коллекторная области окажутся закороченными.

Если же ток через транзистор при вторичном пробое ограничить, то локальный разогрев может не привести к расплавлению кристалла. В этом случае иногда может существовать относительно стабильное состояние с малым падением напряжения между коллектором и эмиттером. Однако сохранение подобного состояния в течение длительного времени или неоднократные повторения вторичного пробоя обычно приводят к необратимым изменениям параметров транзистора в связи с локализацией выделяющейся мощности.

Отсутствие дефектов в структуре транзистора не гарантирует от возникновения вторичного пробоя, так как неравномерность плотности тока возникает и под влиянием падения напряжения на поперечном сопротивлении базовой области при протекании базового тока.



.....
Вероятность вторичного пробоя возрастает с увеличением рабочего тока и напряжения на коллекторном переходе, так как при этом локализация выделяющейся мощности проявляется сильнее.

4.7 Статические характеристики

Биполярный транзистор можно представить как нелинейный четырехполюсник с короткозамкнутой стороной, соответствующей общему электроду.

Электрическое состояние четырехполюсника характеризуется четырьмя величинами, связанными с входной и выходной сторонами: входным напряжением $U_{вх}$, входным током $I_{вх}$, выходным напряжением $U_{вых}$ и выходным током $I_{вых}$. Две из четырех входных и выходных величин принимают независимыми, выражая через них две оставшиеся величины.

Статические вольт-амперные характеристики четырехполюсника представляют собой зависимости между постоянными входными и выходными токами и напряжениями при отсутствии нагрузки в выходной цепи. Каждому сочетанию независимых величин четырехполюсника соответствует четыре семейства характеристик.



.....
Семейство входных характеристик связывает ток и напряжение на входе при постоянстве одной из выходных величин. Семейство выходных характеристик связывает ток и напряжение на выходе при постоянстве одной из входных величин. Зависимость выходной величины от входной устанавливает семейство характеристик передачи (передаточных характеристик), а зависимость входной величины от выходной величины определяется семейством характеристик обратной связи. Два из четырех семейств характеристик являются основными, а два других — второстепенными, формируемыми из основных путем перестроения.

Из-за удобства экспериментального определения и практического использования основными для биполярных транзисторов являются семейства входных и выходных статических характеристик, соответствующих системе соотношений, в которой независимыми величинами являются входной ток и выходное напряжение:

$$\begin{aligned} U_{вх} &= h_1(I_{вх}, U_{вых}), \\ I_{вых} &= h_2(I_{вх}, U_{вых}). \end{aligned} \quad (4.44)$$

Это объясняется тем, что при экспериментальном снятии характеристик биполярных транзисторов поддержание заданного входного тока и выходного напряжения реализуется наиболее просто. Действительно, в схемах с общим эмиттером и общей базой входной ток протекает через прямосмещенный эмиттерный переход транзистора, который обладает малым сопротивлением, поэтому заданный входной ток легко поддерживается путем подключения последовательно с входом относительно большого сопротивления. Необходимое выходное напряжение достаточно просто поддерживается при питании выходной цепи от источника напряжения, так как выходная цепь транзистора обладает высоким сопротивлением.

Таким образом, семейство входных характеристик биполярных транзисторов соответствует зависимостям $I_{\text{ВХ}} = h_{\text{ВХ}}(I_{\text{ВХ}}) \Big|_{U_{\text{ВЫХ}}=\text{const}}$, которые принято представлять в виде $I_{\text{ВХ}} = f_{\text{ВХ}}(U_{\text{ВХ}}) \Big|_{U_{\text{ВЫХ}}=\text{const}}$, а семейство выходных характеристик — зависимостям $I_{\text{ВЫХ}} = h_{\text{ВЫХ}}(U_{\text{ВЫХ}}) \Big|_{I_{\text{ВХ}}=\text{const}}$.

Вид статических характеристик зависит от способа включения биполярного транзистора.

Статические характеристики биполярного транзистора, включенного по схеме с общей базой

При включении транзистора по схеме с общей базой $I_{\text{ВХ}} = I_{\text{Э}}$, $U_{\text{ВХ}} = U_{\text{ЭБ}}$, $I_{\text{ВЫХ}} = I_{\text{К}}$, $U_{\text{ВЫХ}} = U_{\text{КБ}}$.

Входные характеристики представляют собой зависимости $I_{\text{Э}} = f_{\text{ВХ}}(U_{\text{ЭБ}}) \Big|_{U_{\text{КБ}}=\text{const}}$, при этом напряжение $U_{\text{КБ}}$ является параметром семейства характеристик.



Общий характер входных характеристик определяется свойствами эмиттерного перехода, смещенного в прямом направлении, поэтому внешне входные характеристики похожи на прямые ветви вольт-амперной характеристики p - n -перехода.

Семейство входных характеристик с достаточной точностью соответствует выражению, которое следует из модели Эберса-Молла:

$$I_{\text{Э}} = I_{\text{ЭБК}} \left(\exp \left(\frac{U_{\text{ЭБ}}}{\Phi_T} \right) - 1 \right) - \alpha I_{\text{ЭБК}} \left(\exp \left(\frac{U_{\text{КБ}}}{\Phi_T} \right) - 1 \right). \quad (4.45)$$

При $U_{\text{КБ}} = 0$ входная статическая характеристика представляет собой вольт-амперную характеристику p - n -перехода:

$$I_{\text{Э}} = I_{\text{ЭБК}} \left(\exp \left(\frac{U_{\text{ЭБ}}}{\Phi_T} \right) - 1 \right). \quad (4.46)$$

Входная характеристика при $U_{\text{КБ}} = 0$ является границей для всех четырех режимов работы транзистора (см. рис. 4.7, а).

Когда коллекторный переход смещен в обратном направлении и $|U_{кб}| \gg \phi_T$, то выражение для входных характеристик принимает вид

$$I_э = I_{эбк} \left(\exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right) - 1 \right) + \alpha I_{эбк} \approx I_{эбк} \exp \left(\frac{U_{эб}}{\phi_T} \right),$$

то есть характеристики смещаются вверх. Характерной особенностью этих характеристик является то, что при напряжении на эмиттерном переходе, равном нулю, входной ток отличается от нуля и приблизительно равен току $I_{эбк}$. Для того чтобы входной ток стал равен нулю, на эмиттерный переход должно быть подано отрицательное напряжение (работа в режиме отсечки).



Входные характеристики для различных обратных напряжений на коллекторном переходе расположены очень близко друг к другу, поэтому принято использовать входную характеристику для одного значения обратного коллекторного напряжения.

При смещении коллекторного перехода в прямом направлении входные характеристики смещаются вниз относительно характеристики для $U_{кб} = 0$. Это объясняется тем, что в режиме насыщения кроме тока инжекции через эмиттерный переход течет встречный ток носителей заряда, инжектированных в базу из коллектора. При постоянном напряжении на эмиттерном переходе и увеличении прямого напряжения на коллекторном переходе встречный ток увеличивается, а полный эмиттерный ток уменьшается.

Выходные характеристики представляют собой зависимости $I_к = f_{вх}(U_{кб}) \Big|_{I_э=const}$, при этом ток $I_э$ является параметром семейства характеристик (рис. 4.7, б).

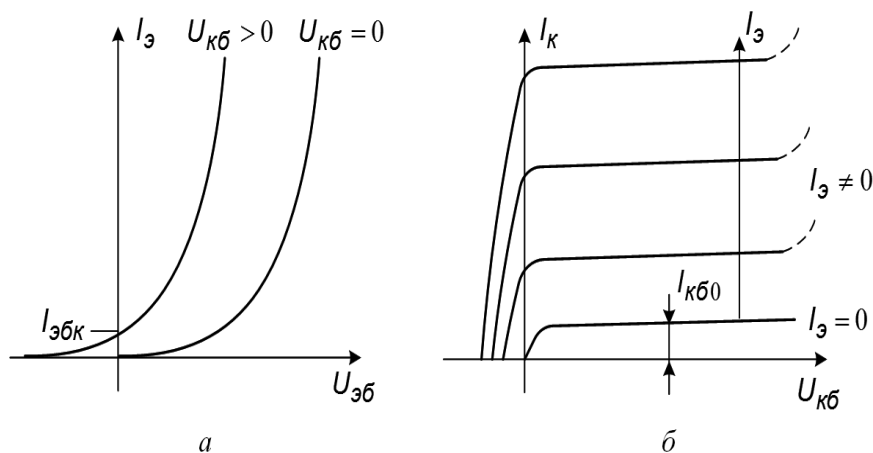


Рис. 4.7 – Семейство входных (а) и выходных (б) характеристик биполярного транзистора при включении с общей базой



Общий вид этих характеристик определяется обратно смещенным коллекторным переходом, поэтому аналогичен обратной ветви вольт-амперной характеристики p - n -перехода.

Выражение для семейства идеализированных выходных характеристик, полученное на основе уравнений модели Эберса-Молла, имеет вид:

$$I_K = \alpha I_E + I_{K0} \left(1 - \exp \left(\frac{U_{K0}}{\Phi_T} \right) \right). \quad (4.47)$$

При токе эмиттера, равном нулю, выходная характеристика соответствует выражению

$$I_K = I_{K0} \left(1 - \exp \left(\frac{U_{K0}}{\Phi_T} \right) \right), \quad (4.48)$$

которое показывает, что характеристика проходит через начало координат и при обратном напряжении на коллекторном переходе представляет собой обратную ветвь p - n -перехода. При $|U_{K0}| \gg \Phi_T$ ток коллектора принимает значение обратного тока I_{K0} .

С ростом тока эмиттера выходные характеристики смещаются вверх и пересекают ось ординат ($U_{K0} = 0$) в точках $I_K = \alpha I_E$. При обратном напряжении на коллекторном переходе поведение идеализированных выходных характеристик с достаточной точностью подчиняется выражению $I_K = \alpha I_E + I_{K0}$. Вследствие эффекта Эрли увеличение обратного коллекторного напряжения приводит к росту коэффициента передачи тока эмиттера α , а выходные характеристики имеют небольшой наклон.

При прямом напряжении на коллекторном переходе уже при небольших его значениях ток коллектора резко уменьшается, а затем изменяет свое направление и быстро возрастает, что объясняется переходом транзистора в режим насыщения.

Характеристики передачи представляют собой зависимости $I_K = f_{\text{пер}}(I_E) \Big|_{U_{K0}=\text{const}}$ (рис. 4.8, а), которым соответствует аналитическое выражение (4.47).

Характеристики передачи в первом приближении можно считать прямыми линиями. В действительности коэффициент передачи тока эмиттера зависит от тока эмиттера, поэтому характеристики незначительно отличаются от линейных. При $U_{K0} = 0$ характеристика передачи выходит из начала координат. При обратном напряжении на коллекторном переходе характеристики смещаются вверх и выходят из точек на оси ординат, соответствующих обратному току коллектора I_{K0} .

Характеристики обратной связи представляют собой зависимости $U_{Э0} = f_{\text{ос}}(U_{K0}) \Big|_{I_E=\text{const}}$ (рис. 4.8, б).

Характеристики обратной связи могут быть получены из семейства входных характеристик путем графического перестроения и являются монотонно падающими вследствие эффекта Эрли.

При увеличении тока эмиттера характеристики смещаются вверх, что объясняется ростом градиента концентрации неосновных носителей заряда в базе.

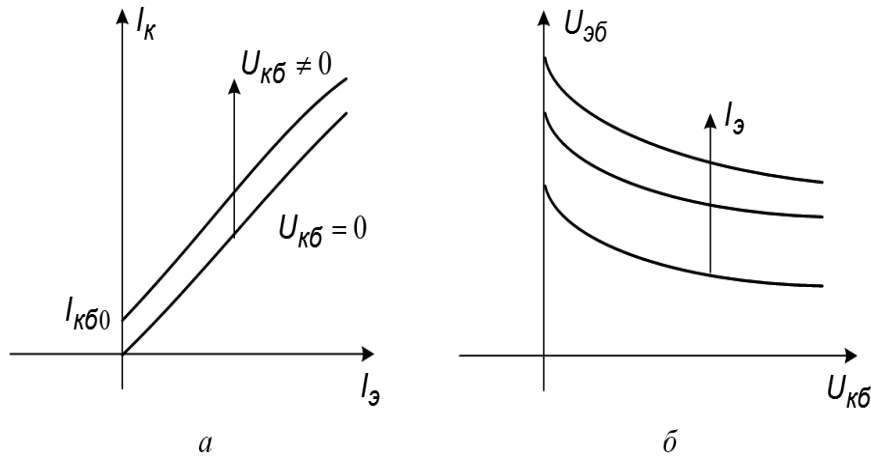


Рис. 4.8 – Семейства характеристик передачи (а) и обратной связи (б) биполярного транзистора при включении с общей базой

Статические характеристики биполярного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером

При включении транзистора по схеме с общим эмиттером $I_{ВХ} = I_Б$, $U_{ВХ} = U_{БЭ}$, $I_{ВЫХ} = I_K$, $U_{ВЫХ} = U_{КЭ}$.

Входные характеристики представляют собой зависимости $I_Б = f_{ВХ}(U_{БЭ})|_{U_{КЭ}=const}$, при этом напряжение является параметром семейства характеристик (рис. 4.9, а).

Используя уравнения модели Эберса-Молла, выражение для семейства входных характеристик можно представить в виде:

$$I_Б = I_{КБ0} \frac{\beta + 1}{\beta + \beta_I + 1} \left[\left(\frac{\beta_I}{\beta} + \exp\left(\frac{U_{КЭ}}{\Phi_T}\right) \right) \exp\left(\frac{U_{БЭ}}{\Phi_T}\right) - \left(\frac{\beta_I}{\beta} + 1 \right) \right]. \quad (4.49)$$

При $U_{КЭ} = 0$ выражение (4.49) принимает вид

$$I_Б = I_{КБ0} \frac{\beta + 1}{\beta + \beta_I + 1} \left(\frac{\beta_I}{\beta} + 1 \right) \left[\exp\left(\frac{U_{БЭ}}{\Phi_T}\right) - 1 \right], \quad (4.50)$$

откуда видно, что входная характеристика эквивалентна характеристике p - n -перехода.

Если $U_{КЭ} < 0$, то ток базы уменьшается, входные характеристики смещаются вниз и не проходят через начало координат. Кроме того, при $(-U_{КЭ}) \gg \Phi_T$ входные характеристики расположены очень близко друг к другу, поэтому для них может быть использовано одно общее выражение

$$I_Б = I_{КБ0} \frac{\beta + 1}{\beta + \beta_I + 1} \left[\frac{\beta_I}{\beta} \left(\exp\left(\frac{U_{БЭ}}{\Phi_T}\right) - 1 \right) - 1 \right]. \quad (4.51)$$

Из выражения (4.51) следует, что при $I_Б = 0$ напряжение на эмиттерном переходе $U_{БЭ} = \Phi_T \ln\left(\frac{\beta_I}{\beta_I + \beta}\right)$, а при $U_{БЭ} = 0$ ток базы $I_Б = -I_{КБ0} \frac{\beta + 1}{\beta + \beta_I + 1} \approx -I_{КБ0}$.

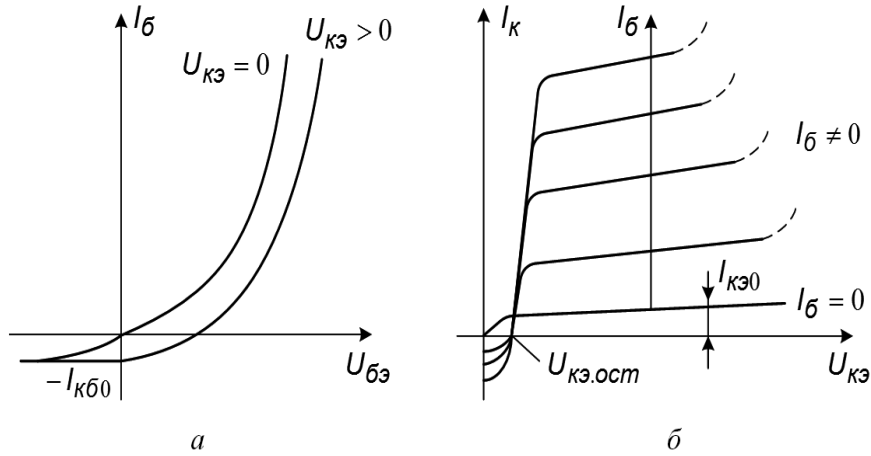


Рис. 4.9 – Семейство входных (а) и выходных (б) характеристик биполярного транзистора при включении с общим эмиттером

Выходные характеристики представляют собой зависимости $I_K = f_{\text{вых}}(U_{КЭ}) \Big|_{I_B = \text{const}}$, при этом ток I_B является параметром семейства характеристик (рис. 4.9, б).

Общее выражение для семейства выходных характеристик, полученное на основе модели Эберса-Молла, может быть представлено в виде:

$$I_K = \frac{\beta_I [\beta I_B + (\beta + 1) I_{KB0}] - [\beta(\beta + 1) I_B + \beta_I(\beta + 1) I_{KB0}] \exp\left(\frac{U_{КЭ}}{\Phi_T}\right)}{\beta_I + \beta \exp\left(\frac{U_{КЭ}}{\Phi_T}\right)}. \quad (4.52)$$

При $I_B = 0$ выходной характеристике соответствует уравнение

$$I_K = \beta_I(\beta + 1) I_{KB0} \frac{1 - \exp\left(\frac{U_{КЭ}}{\Phi_T}\right)}{\beta_I + \beta \exp\left(\frac{U_{КЭ}}{\Phi_T}\right)}, \quad (4.53)$$

из которого следует, что характеристика выходит из начала координат и с увеличением напряжения $U_{КЭ}$ ток коллектора возрастает до величины $I_K = (\beta + 1) I_{KB0} = I_{KЭ0}$.

Если ток базы больше нуля, то при напряжении $U_{КЭ} = 0$ ток коллектора является отрицательным и приблизительно равным току базы:

$$I_K = -\frac{\beta}{\beta + \beta_I} I_B \approx -I_B. \quad (4.54)$$

а это означает, что коллекторный переход смещен в прямом направлении и через него протекает прямой ток.

С ростом напряжения $U_{КЭ}$ прямой ток уменьшается и становится равным нулю при напряжении $U_{КЭ.ост} = \Phi_T \ln \left[1 + \frac{1}{\beta_I} \cdot \frac{\beta I_B}{\beta I_B + (\beta + 1) I_{KB0}} \right]$, которое получило назва-

ние остаточного напряжения. При условии $I_6 \gg I_{кб0}$ остаточное напряжение практически не зависит от тока базы и может быть определено соотношением:

$$U_{кз.ост} = \phi_T \ln \left(1 + \frac{1}{\beta_I} \right) = \phi_T \ln \left(\frac{1}{\alpha_I} \right). \quad (4.55)$$

При $U_{кз} > U_{кз.ост}$ ток коллекторного перехода становится обратным и сначала резко возрастает, а при $(-U_{кз}) \gg \phi_T$ определяется выражением:

$$I_k = \beta I_6 + (\beta + 1) I_{кб0} = \beta I_6 + I_{кз0}. \quad (4.56)$$

На пологом участке характеристик ток коллектора увеличивается с ростом напряжения $U_{кз}$ вследствие повышения коэффициента передачи тока базы β , обусловленного эффектом Эрли. Так как эффект Эрли оказывает большее влияние на коэффициент передачи тока базы, чем на коэффициент передачи тока эмиттера, то наклон выходных статических характеристик транзистора в схеме с общим эмиттером заметно больше, чем в схеме с общей базой.

При одинаковом изменении тока базы характеристики располагаются на разных расстояниях друг от друга: с ростом тока базы расстояние между характеристиками сначала увеличивается, а затем снова уменьшается. Неравномерность расположения характеристик связана с изменением коэффициента передачи тока базы при изменении тока коллектора.

Характеристики передачи представляют собой зависимости $I_k = f_{пер}(I_6) \Big|_{U_{кз}=const}$ (рис. 4.10, а).

При $U_{кз} = 0$ характеристика передачи выходит из начала координат и расположена в четвертом квадранте.

Если $(-U_{кз}) \gg \phi_T$, то характеристика передачи соответствует соотношению (4.56), из которого следует, что характеристики выходят из точек $I_{кз0}$ на оси тока и являются монотонно возрастающими. Рост напряжения $U_{кз}$ вызывает смещение характеристик передачи вверх из-за увеличения тока $I_{кз0}$, причем смещение характеристик более значительно по сравнению со смещением характеристик передачи в схеме с общей базой.

В связи с тем, что коэффициент β более существенно зависит от тока коллектора, чем коэффициент α , нелинейность характеристик передачи транзистора в схеме с общим эмиттером проявляется в большей степени.

Характеристики обратной связи представляют собой зависимости $U_{бз} = f_{ос}(U_{кз}) \Big|_{I_6=const}$ (рис. 4.10, б).

Характеристики обратной связи являются монотонно возрастающими, так как при $I_6 = const$ увеличение напряжения $U_{кз}$ приводит к росту градиента концентрации неосновных носителей заряда в базе, что, в свою очередь, вызывает увеличение напряжения $U_{бз}$. При увеличении тока базы характеристики смещаются вверх.

4.8 Динамические параметры транзистора

При работе в режиме переменного сигнала биполярный транзистор обладает инерционными свойствами, обусловленными процессами переноса, накопления,

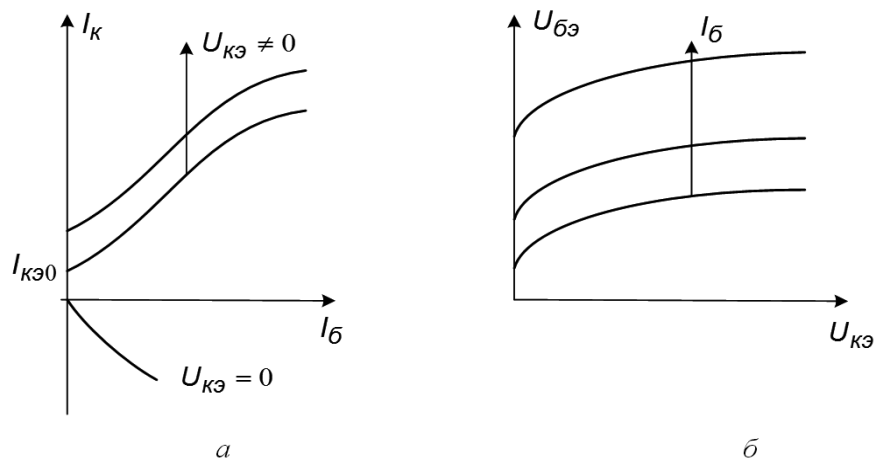


Рис. 4.10 – Семейства характеристик передачи (а) и обратной связи (б) биполярного транзистора при включении с общим эмиттером

рассасывания носителей заряда, а также перезарядкой емкостей переходов. Если время протекания указанных процессов соизмеримо или превышает период воздействия сигнала, то частоту сигнала называют высокой. Следует отметить, что понятие «высокая частота воздействия» является относительным.

Барьерные емкости переходов

Изменения напряжений на эмиттерном и коллекторном переходах транзистора вызывают изменения величин неподвижных зарядов в обедненных слоях переходов, следовательно, электронно-дырочные переходы транзистора обладают барьерными емкостями.

Барьерные емкости эмиттерного и коллекторного переходов в рабочем режиме оценивают эмпирическими соотношениями:

$$C_{э.бар} = (1,5 \div 1,7) S_э \sqrt{\frac{q_e \epsilon \epsilon_0}{2 \phi_k} N_б}, \quad C_{к.бар} = S_к \sqrt{\frac{q_e \epsilon \epsilon_0}{2 |U_{кб}|} N_б}.$$

Хотя $S_к > S_э$, обычно барьерная емкость эмиттерного перехода в несколько раз больше барьерной емкости коллекторного перехода, поскольку $|U_{кб}| \gg \phi_k$.

Диффузионные емкости переходов

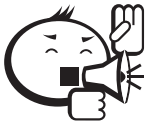
Изменения напряжений на переходах транзистора вызывают изменения величины заряда, инжектированного в базу, следовательно, переходы транзистора обладают диффузионными емкостями.

Диффузионная емкость эмиттерного перехода характеризует приращение заряда избыточных носителей в базе, вызванное приращением напряжения на эмиттерном переходе при постоянном напряжении на коллекторном переходе:

$$C_{э.диф} = \left. \frac{dQ_б}{dU_{эб}} \right|_{U_{кб}=const}.$$

В нормальном активном режиме работы бездрейфового транзистора при условиях $w \ll L_p$, $|U_{кб}| \gg \phi_T$ и $\gamma \approx 1$ справедливо:

$$C_{э. \text{ диф}} \approx \left. \frac{d(I_3 t_6)}{dU_{эб}} \right|_{U_{кб}=\text{const}} = t_6 \left. \frac{d(I_3)}{dU_{эб}} \right|_{U_{кб}=\text{const}} = \frac{t_6}{r_3}. \quad (4.57)$$



.....
Диффузионная емкость эмиттерного перехода значительно превосходит его барьерную емкость.
.....

Диффузионная емкость коллекторного перехода характеризует приращение заряда неосновных носителей в базе, вызванное модуляцией толщины базы коллекторным напряжением (эффектом Эрли) при постоянном токе эмиттера:

$$C_{к. \text{ диф}} = \left. \frac{dQ_6}{dU_{кб}} \right|_{I_3=\text{const}}$$

и определяется выражением:

$$C_{к. \text{ диф}} \approx \frac{I_3 w}{D_p} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{2q_e N_6 |U_{кб}|}}.$$



.....
Диффузионная емкость коллекторного перехода существенно меньше диффузионной емкости эмиттерного перехода.
.....

Это объясняется разным механизмом влияния напряжений эмиттерного и коллекторного переходов на заряд неосновных носителей в базе: приращение напряжения на эмиттерном переходе влияет на заряд непосредственно, меняя количество инжектированных носителей, тогда как приращение напряжения на коллекторном переходе влияет на заряд косвенно благодаря модуляции толщины базы (эффекту Эрли).



Выводы

.....
Диффузионная емкость коллекторного перехода играет относительно малую роль, поскольку ее значение не превышает значения барьерной емкости коллекторного перехода.
.....

Динамический коэффициент переноса

Точные выражения для динамического коэффициента переноса, получаемые решением нестационарных уравнений диффузии, являются неудобными для прак-

тического использования, поэтому широкое распространение находят различные аппроксимации этих выражений.

Для бездрейфовых транзисторов наиболее простой аппроксимацией динамического коэффициента является операторное изображение вида:

$$\alpha_{\Pi}(p) = \frac{\alpha_{\Pi}}{1 + p\tau_{\alpha_{\Pi}}}, \quad (4.58)$$

где $\tau_{\alpha_{\Pi}} = \alpha_{\Pi} (w^2/2L_6^2) \tau_6$ — постоянная времени коэффициента переноса; L_6 , τ_6 — диффузионная длина и время жизни неосновных носителей заряда в базе; α_{Π} — статический коэффициент переноса, определяемый приближенным выражением (4.8).

Постоянную времени $\tau_{\alpha_{\Pi}}$ можно представить в виде:

$$\tau_{\alpha_{\Pi}} = \alpha_{\Pi} \frac{w^2}{2D_6} = \alpha_{\Pi} \frac{w^2}{2\mu_6 \phi_T} = \alpha_{\Pi} t_6, \quad (4.59)$$

откуда видно, что $\tau_{\alpha_{\Pi}}$ практически равна среднему времени пролета неосновных носителей заряда через базу.

Выражение (4.59) говорит о том, что *частотные и переходные характеристики транзистора улучшаются с уменьшением толщины базы*. Кроме того, важную роль играет подвижность неосновных носителей заряда в базе. Поскольку подвижность электронов превышает подвижность дырок, для *высокочастотных транзисторов используют n-p-n-структуры*. Например, из-за меньшей подвижности электронов кремниевые транзисторы по динамическим свойствам уступают арсенид-галлиевым транзисторам.

Операторному изображению (4.58) соответствуют амплитудно-частотная, фазо-частотная и переходная характеристики вида:

$$\alpha_{\Pi}(\omega) = \alpha_{\Pi} \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{\alpha_{\Pi}}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} = \alpha_{\Pi} \left(1 + \left(\frac{f}{f_{\alpha_{\Pi}}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}},$$

$$\phi_{\alpha_{\Pi}}(\omega) = -\operatorname{arctg} \left(\frac{\omega}{\omega_{\alpha_{\Pi}}} \right) = -\operatorname{arctg} \left(\frac{f}{f_{\alpha_{\Pi}}} \right),$$

$$\alpha_{\Pi}(t) = \alpha_{\Pi} \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_{\alpha_{\Pi}}} \right) \right],$$

где $f_{\alpha_{\Pi}} = 1/(2\pi\tau_{\alpha_{\Pi}})$ — предельная частота коэффициента переноса.



Выводы

При частоте внешнего гармонического воздействия, равной $f_{\alpha_{\Pi}}$, амплитуда тока, образованного носителями заряда, инжектированными из эмиттера в базу и достигшими коллекторного перехода, в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем в стационарном режиме. Кроме того, на частоте $f_{\alpha_{\Pi}}$ этот ток отстает по фазе от тока инжекции из эмиттера в базу на 45 эл. град.

Рассмотренная аппроксимация коэффициента переноса приводит к погрешности на начальном участке переходной характеристики. Переходная характеристика, соответствующая точному операторному изображению коэффициента переноса, характеризуется несколько меньшей постоянной времени τ_{α_n} и наличием небольшой задержки начала фронта, получившей название *диффузионной задержки*.

Динамический коэффициент инжекции

При работе биполярного транзистора в режиме переменного сигнала ток эмиттера складывается из токов инжекции, тока рекомбинации и тока смещения, обусловленного перезарядкой барьерной емкости эмиттерного перехода. Ток смещения эмиттерного перехода не связан с инжекцией неосновных носителей заряда из эмиттера в базу и увеличивается с ростом частоты, вызывая уменьшение коэффициента инжекции.

Операторное изображение динамического коэффициента инжекции определяется выражением:

$$\gamma(p) = \frac{\gamma}{1 + p\tau_\gamma}. \quad (4.60)$$

где $\tau_\gamma = r_3 C_{э.бар} \approx (\phi_T/I_3) C_{э.бар}$ — постоянная времени коэффициента инжекции; γ — статический коэффициент инжекции, определяемый выражениями (4.6), (4.7).

Операторному изображению (4.60) соответствуют амплитудно-частотная, фазо-частотная и переходная характеристики вида:

$$\gamma(\omega) = \gamma \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\gamma} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} = \gamma \left(1 + \left(\frac{f}{f_\gamma} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}},$$

$$\phi_\gamma(\omega) = -\arctg \left(\frac{\omega}{\omega_\gamma} \right) = -\arctg \left(\frac{f}{f_\gamma} \right), \quad \gamma(t) = \gamma \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_\gamma} \right) \right],$$

где $f_\gamma = 1/(2\pi\tau_\gamma) = 1/(2\pi r_3 C_{э.бар}) = I_3/(2\pi\phi_T C_{э.бар})$ — предельная частота коэффициента инжекции.

Выражения для постоянной времени и предельной частоты коэффициента инжекции показывают, что *частотные и переходные свойства транзистора улучшаются с увеличением тока эмиттера*.

Коэффициент передачи тока эмиттера

Операторное изображение динамического коэффициента передачи тока эмиттера представляет собой произведение операторных изображений коэффициента инжекции, коэффициента переноса и эффективности коллектора

$$\alpha(p) = \gamma(p) \cdot \alpha_n(p) \cdot \alpha^*(p). \quad (4.61)$$

При этом $\gamma(p)$ характеризует инерционность перезарядки барьерной емкости эмиттерного перехода, $\alpha_n(p)$ отражает конечное время пролета носителей заряда через базу, $\alpha^*(p)$ связан с конечным временем пролета носителей заряда через область объемного заряда коллекторного перехода и перезарядкой барьерной емкости коллекторного перехода.

Наиболее существенным фактором, определяющим динамические характеристики, является инерционность пролета неосновных носителей заряда через базу, поэтому можно считать:

$$\alpha(p) = \frac{\alpha}{1 + p\tau_{\alpha n}}, \quad (4.62)$$

где $\alpha = \gamma\alpha$ — статический коэффициент передачи тока эмиттера; $\tau_{\alpha} = \tau_{\alpha n} = \alpha_n t_{\delta} \approx \approx w^2 / (2D_{\delta})$ — постоянная времени коэффициента передачи тока эмиттера.

Операторному изображению (4.62) соответствуют амплитудно-частотная, фазо-частотная и переходная характеристики вида:

$$\alpha(\omega) = \alpha \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{\alpha}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} = \alpha \left(1 + \left(\frac{f}{f_{\alpha}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (4.63)$$

$$\phi_{\alpha}(\omega) = -\arctg \left(\frac{\omega}{\omega_{\alpha}} \right) = -\arctg \left(\frac{f}{f_{\alpha}} \right), \quad (4.64)$$

$$\alpha(t) = \alpha \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_{\alpha}} \right) \right), \quad (4.65)$$

где $f_{\alpha} = 1 / (2\pi\tau_{\alpha})$ — предельная частота коэффициента передачи тока эмиттера.



Выводы

При частоте внешнего гармонического воздействия, равной f_{α} , амплитуда тока коллектора в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем амплитуда тока эмиттера, а отставание по фазе тока коллектора от тока эмиттера составляет 45 эл. град.

Аппроксимация (4.62) и связанные с ней характеристики (4.63) — (4.65) широко используются при анализе электронных схем, если фазовый сдвиг и задержка фронта тока коллектора играют второстепенную роль.

Коэффициент передачи тока базы

Операторное изображение динамического коэффициента передачи тока базы определяется выражением:

$$\beta(p) = \frac{\alpha(p)}{1 - \alpha(p)} = \frac{\beta}{1 + p\tau_{\beta}}, \quad (4.66)$$

где $\tau_{\beta} = \tau_{\alpha} / (1 - \alpha) = \tau_{\alpha} (1 + \beta)$ — постоянная времени коэффициента передачи тока базы.

Амплитудно-частотная, фазо-частотная и переходная характеристики, соответствующие операторному изображению (4.66), имеют вид:

$$\beta(\omega) = \beta \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{\beta}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} = \beta \left(1 + \left(\frac{f}{f_{\beta}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (4.67)$$

$$\phi_\beta(\omega) = -\arctg\left(\frac{\omega}{\omega_\beta}\right) = -\arctg\left(\frac{f}{f_\beta}\right), \quad (4.68)$$

$$\beta(t) = \beta\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_\beta}\right)\right), \quad (4.69)$$

где $f_\beta = 1/(2\pi\tau_\beta) = (1 - \alpha)f_\alpha = f_\alpha/(1 + \beta)$ — предельная частота коэффициента передачи тока базы, на которой амплитуда гармонического тока коллектора в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем амплитуда гармонического тока базы, а отставание по фазе тока коллектора от тока базы составляет 45 эл. град.



Выводы

Из выражений для f_β и τ_β следует, что коэффициент передачи тока базы обладает худшими частотными и переходными характеристиками, чем коэффициент передачи тока эмиттера.

Частота гармонического воздействия, на которой модуль коэффициента передачи тока базы равен единице, носит название граничной частоты:

$$\omega_{гр} = \omega_\beta \sqrt{\beta^2 - 1} \approx \omega_\beta \beta = \frac{\alpha}{t_\sigma}. \quad (4.70)$$

4.9 Линейные модели биполярного транзистора

Биполярный транзистор как линейный четырехполюсник

Малосигнальные приращения токов и напряжений биполярного транзистора связаны между собой линейными функциями, что позволяет рассматривать транзистор в режиме малого сигнала как линейный четырехполюсник.

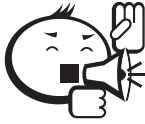
Для наиболее распространенной системы соотношений между величинами транзистора как четырехполюсника, определяемой функциями (4.44), в малосигнальном режиме работы справедливо:

$$\begin{aligned} dU_{BX} &= h_{11}dI_{BX} + h_{12}dU_{ВЫХ}, \\ dI_{ВЫХ} &= h_{21}dI_{BX} + h_{22}dU_{ВЫХ}. \end{aligned} \quad (4.71)$$

Совокупность коэффициентов h_{ik} системы уравнений (4.71) получила название системы h -параметров, определяемых выражениями:

$$\begin{aligned} h_{11} &= \frac{\partial U_{BX}}{\partial I_{BX}} = \left. \frac{dU_{BX}}{dI_{BX}} \right|_{dU_{ВЫХ}=0}, & h_{12} &= \frac{\partial U_{BX}}{\partial U_{ВЫХ}} = \left. \frac{dU_{BX}}{dU_{ВЫХ}} \right|_{dI_{BX}=0} \\ h_{21} &= \frac{\partial I_{ВЫХ}}{\partial I_{BX}} = \left. \frac{dI_{ВЫХ}}{dI_{BX}} \right|_{dU_{ВЫХ}=0}, & h_{22} &= \frac{\partial I_{ВЫХ}}{\partial U_{ВЫХ}} = \left. \frac{dI_{ВЫХ}}{dU_{ВЫХ}} \right|_{dI_{BX}=0}. \end{aligned}$$

Система h -параметров является смешанной (гибридной), так как h -параметры имеют разную размерность: h_{11} имеет размерность сопротивления, h_{22} — размерность проводимости, а параметры h_{12} и h_{21} являются безразмерными.



.....
 Параметр h_{11} представляет собой входное сопротивление транзистора, а h_{21} — коэффициент передачи тока, определяемые при условии постоянства выходного напряжения. Параметр h_{12} представляет собой коэффициент обратной связи по напряжению, а h_{22} — выходную проводимость транзистора, определяемые при постоянном входном токе.

Основным достоинством системы h -параметров является точность измерения, так как необходимые для измерения параметров режимы холостого хода на входе и короткого замыкания на выходе легко осуществимы.

Низкочастотные значения h -параметров можно определить по статическим входным и выходным характеристикам. Для определения всех h -параметров графо-аналитическим способом необходимо иметь не менее двух характеристик каждого семейства. Параметры рассчитываются по величинам конечных приращений токов и напряжений вблизи рабочей точки транзистора (рис. 4.11). На семействе входных характеристик строят треугольник: из рабочей точки «А» проводят прямые, параллельные оси абсцисс и оси ординат, до пересечения со второй характеристикой в точках «В» и «С».

Из полученного характеристического треугольника получают приращение входного тока при постоянном выходном напряжении (отрезок «АС»), а также приращения входного (отрезок «АВ») и выходного напряжений (разность выходных напряжений соответствующих входных характеристик) при постоянном входном токе. Тогда

$$h_{11} = \frac{\Delta U_{\text{вх}}}{\Delta I_{\text{вх}}} = \frac{AB}{AC}, \quad h_{12} = \frac{\Delta U_{\text{вх}}}{\Delta U_{\text{вых}}} = \frac{AB}{U'_{\text{вых}} - U''_{\text{вых}}}.$$

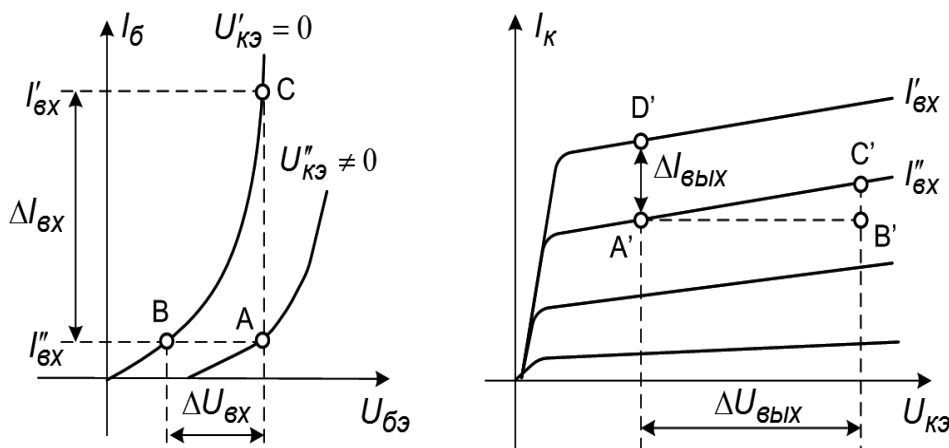


Рис. 4.11 – Определение h -параметров биполярного транзистора

На семействе выходных характеристик из рабочей точки «А'» проводят вертикальную прямую до пересечения со следующей характеристикой и находят прира-

шения выходного (отрезок «А' D'») и входного (разность входных токов соответствующих выходных характеристик) токов при постоянном выходном напряжении.

$$\text{Тогда } h_{21} = \frac{\Delta I_{\text{ВЫХ}}}{\Delta I_{\text{ВХ}}} = \frac{A'D'}{I'_{\text{ВХ}} - I''_{\text{ВХ}}}.$$

Для определения параметра h_{22} из точки «А'» проводится прямая, параллельная оси абсцисс, такой длины, чтобы можно было определить достаточное для измерения приращение выходного тока. Используя треугольник «А'В'С'», определяют приращение выходного тока (отрезок «В'С'») и приращение выходного напряжения (отрезок «А'В'») при постоянном входном токе $I'_{\text{ВХ}}$. Тогда $h_{22} = \frac{\Delta I_{\text{ВЫХ}}}{\Delta U_{\text{ВЫХ}}} = \frac{B'C'}{A'B'}$.

Значения параметров транзистора, представленного в виде четырехполюсника, зависят от схемы его включения, поэтому в обозначениях параметров цифровые индексы дополняют буквами, которые обозначают вывод транзистора, соответствующий короткозамкнутой стороне четырехполюсника: «э» для схемы включения с общим эмиттером, «б» для схемы включения с общей базой, «к» для схемы включения с общим коллектором.

Малосигнальные эквивалентные схемы транзистора

При расчете электронных цепей транзистор может быть представлен эквивалентной цепью, содержащей пассивные двухполюсники (линейные и нелинейные) и зависимые источники тока и напряжения. Схема эквивалентной цепи называется схемой замещения или эквивалентной схемой транзистора.

По способу построения различают *формальные* и *физические эквивалентные схемы*.

Формальные эквивалентные схемы строят на основе описания транзистора с помощью уравнений четырехполюсника. Формальная эквивалентная схема для системы h -параметров представлена на рисунке 4.12.

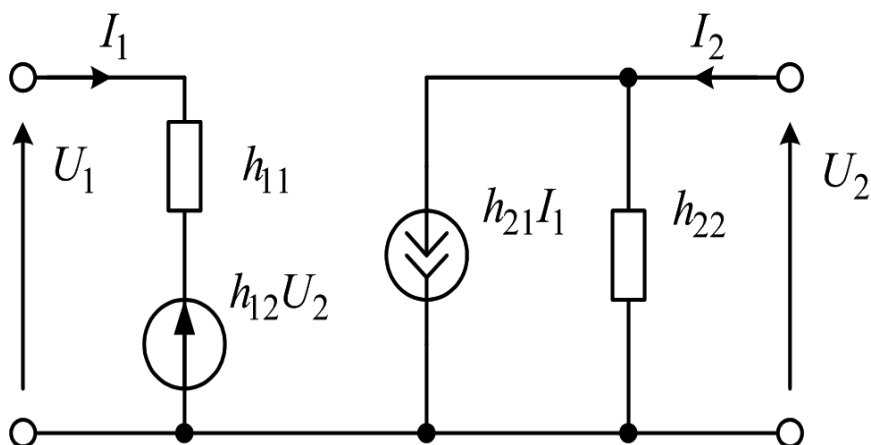


Рис. 4.12 – Формальная эквивалентная схема биполярного транзистора в системе h -параметров

Пассивными элементами эквивалентной схемы являются входное сопротивление и выходная проводимость транзистора. Зависимый источник тока характери-

зует усилительные свойства транзистора. Зависимый источник напряжения характеризует обратную связь.

Недостатком формальных эквивалентных схем является то, что их параметры оказываются разными для различных схем включения транзистора, отсутствует связь параметров со структурой и технологией изготовления транзистора, а зависимость параметров от режима работы и температуры сложна. Этих недостатков лишены физические эквивалентные схемы транзистора, которые формируют на основе математического описания физических процессов в отдельных частях структуры транзистора.

Наиболее распространенными физическими малосигнальными эквивалентными схемами транзистора являются Т-образная низкочастотная (рис. 4.13, а) и Т-образная высокочастотная (рис. 4.13, б) эквивалентные схемы.

На низкочастотной эквивалентной схеме (рис. 4.13, а) эмиттерный и коллекторный переходы представлены дифференциальными сопротивлениями $r_э$ и $r_к$. Эффект передачи эмиттерного тока в цепь коллектора представлен зависимым источником тока $\alpha I_э$. Внутренняя обратная связь по напряжению вследствие модуляции толщины базы отражена включением зависимого источника напряжения $\mu_{эк} U_{кб}$ в цепь эмиттера.

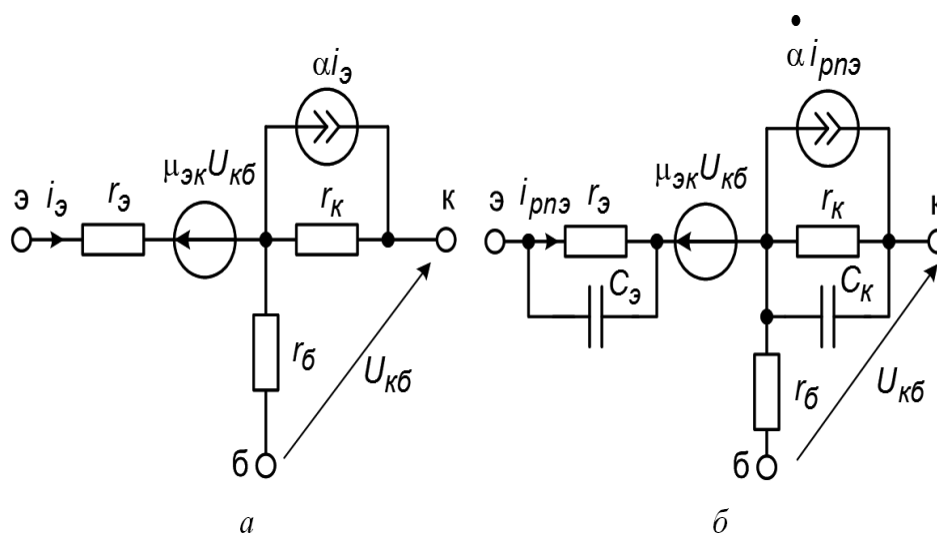


Рис. 4.13 – Физические малосигнальные эквивалентные Т-образные схемы биполярного транзистора: а — низкочастотная; б — высокочастотная

Для удобства практических расчетов зависимый источник напряжения $\mu_{эк} U_{кб}$ из схем рисунок 4.13 исключают, заменив его сопротивлением $r_б''$, включенным в цепь базы (рис. 4.14, а). Тогда общее сопротивление базы транзистора складывается из двух составляющих: $r_б = r_б' + r_б''$, где $r_б'$ — объемное сопротивление базы; $r_б''$ — диффузионное сопротивление базы, обусловленное влиянием напряжения на коллекторном переходе на напряжение эмиттерного перехода в результате модуляции толщины базы. При введении в эквивалентную схему диффузионного сопротивления базы необходимо одновременно заменить дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода с $r_э$ на $r_э/2$, чтобы не изменилось входное сопротивление.

Высокочастотная малосигнальная Т-образная эквивалентная схема (рис. 4.13, б) дополнительно содержит емкости эмиттерного и коллекторного переходов и учи-

тывает зависимость коэффициента передачи тока эмиттера от частоты. Емкость эмиттерного перехода шунтируется малым сопротивлением $r_э$, поэтому она слабо влияет на инерционность процессов в транзисторе и, как правило, в эквивалентной схеме не учитывается. Дифференциальное сопротивление и емкость коллекторного перехода можно представить эквивалентным операторным сопротивлением

$$z_k(p) = \frac{r_k}{1 + pC_k r_k} = \frac{r_k}{1 + p\tau_k}, \quad (4.72)$$

где $\tau_k = C_k r_k$ — постоянная времени коллекторного перехода.

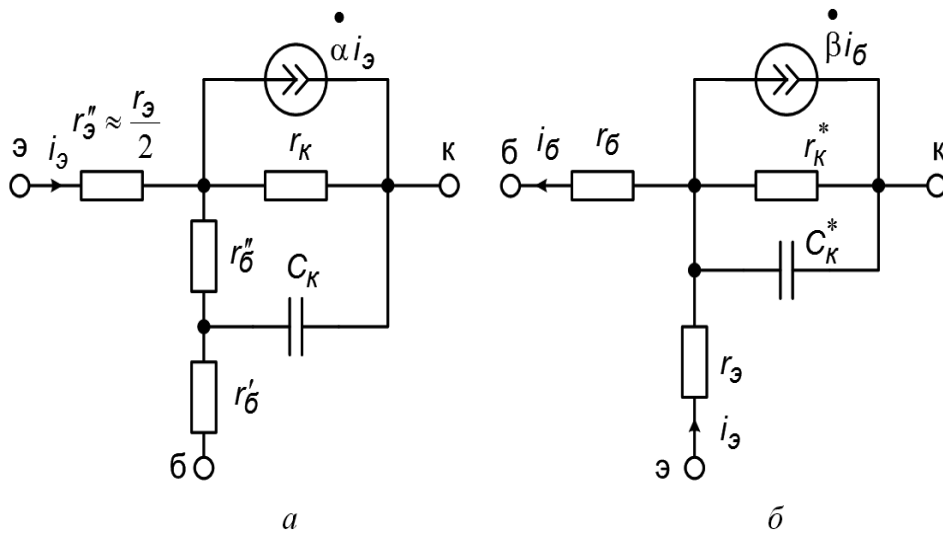


Рис. 4.14 – Физические малосигнальные Т-образные высокочастотные эквивалентные схемы биполярного транзистора: *а* — с диффузионным сопротивлением базы; *б* — для схемы с общим эмиттером

Числовые значения параметров элементов физических эквивалентных схем (рис. 4.13 — 4.14) определяются выражениями соответствующих статических и динамических параметров биполярного транзистора.

Эквивалентные схемы, представленные на рисунках 4.13, 4.14, *а*, справедливы для любой схемы включения транзистора, однако наиболее удобны для схемы включения с общей базой. Для схем включения транзистора с общим эмиттером и общим коллектором входным током является ток базы, поэтому для этих схем удобнее использовать эквивалентную схему, в которой зависимый источник тока управляется не током эмиттера, а током базы (рис. 4.14, *б*). Параметры элементов коллекторной цепи эквивалентных схем рисунки 4.14, *б*, и 4.13, *б* связаны соотношениями:

$$r_k^*(p) = r_k(1 - \alpha(p)) = \frac{r_k}{1 + \beta(p)}, \quad C_k^*(p) = \frac{C_k}{1 - \alpha(p)} = C_k(1 + \beta(p)).$$

Эквивалентное операторное сопротивление коллекторного перехода определяется выражением:

$$z_k^*(p) = \frac{r_k^*(p)}{1 + pC_k^*(p)r_k^*(p)} = \frac{r_k^*(p)}{1 + pC_k r_k} = \frac{r_k^*(p)}{1 + p\tau_k}. \quad (4.73)$$

Параметры формальных и физических эквивалентных схем связаны между собой соответствующими формулами пересчета, представленными в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Связь h -параметров с собственными параметрами транзистора

Параметр	Схема с общим эмиттером	Схема с общей базой	Схема с общим коллектором
h_{11}	$r_6 + \frac{r_3 z_k}{r_3 + z_k(1 - \alpha(p))}$	$r_3 + \frac{r_6 z_k(1 - \alpha(p))}{r_6 + z_k}$	$r_6 + \frac{r_3 z_k}{r_3 + z_k(1 - \alpha(p))}$
h_{12}	$\frac{r_3}{r_3 + z_k(1 - \alpha(p))}$	$\frac{r_6}{r_6 + z_k}$	$\frac{z_k(1 - \alpha(p))}{r_3 + z_k(1 - \alpha(p))}$
h_{21}	$\frac{z_k \alpha(p) - r_3}{r_3 + z_k(1 - \alpha(p))}$	$-\frac{r_6 + z_k \alpha(p)}{r_6 + z_k}$	$-\frac{z_k}{r_3 + z_k(1 - \alpha(p))}$
h_{22}	$\frac{1}{r_3 + z_k(1 - \alpha(p))}$	$\frac{1}{r_6 + z_k}$	$\frac{1}{r_3 + z_k(1 - \alpha(p))}$

4.10 Усилительные свойства транзистора

При работе в нормальном активном режиме и в режиме насыщения транзистор обеспечивает усиление входного сигнала по мощности. Линейная связь между входными и выходными токами и напряжениями транзистора существует только при его работе в нормальном активном режиме, поэтому этот режим используют в качестве основного для усиления электрических сигналов.

Для усиления электрических сигналов в нормальном активном режиме необходимо на эмиттерный переход подать постоянное прямое напряжение E_3 и переменное напряжение усиливаемого сигнала e_c , на коллекторный переход подать постоянное обратное напряжения E_k и включить в коллекторную цепь нагрузочный резистор R (рис. 4.15).

Прямое напряжение E_3 обеспечивает смещение эмиттерного перехода в прямом направлении, а переменное напряжение e_c — изменение во времени высоты потенциального барьера эмиттерного перехода. В свою очередь, изменение высоты потенциального барьера приводит к изменению концентрации неосновных носителей заряда в базе, и, следовательно, тока коллектора. Для малых усиливаемых сигналов зависимость между изменением напряжения на прямосмещенном эмиттерном переходе и изменением концентрации неосновных носителей в базе, а следовательно, и изменением тока коллектора можно считать линейной. Таким образом, в режиме усиления малого сигнала ток коллектора изменяется по закону усиливаемого сигнала.

Переменная составляющая $i_{k\sim}$ коллекторного тока создает на нагрузочном резисторе переменную составляющую напряжения $u_{R\sim} = Ri_{k\sim}$. Напряжение на коллекторном переходе влияет на величину тока коллектора существенно меньше, чем напряжение эмиттерного перехода, следовательно, можно за счет выбора большого

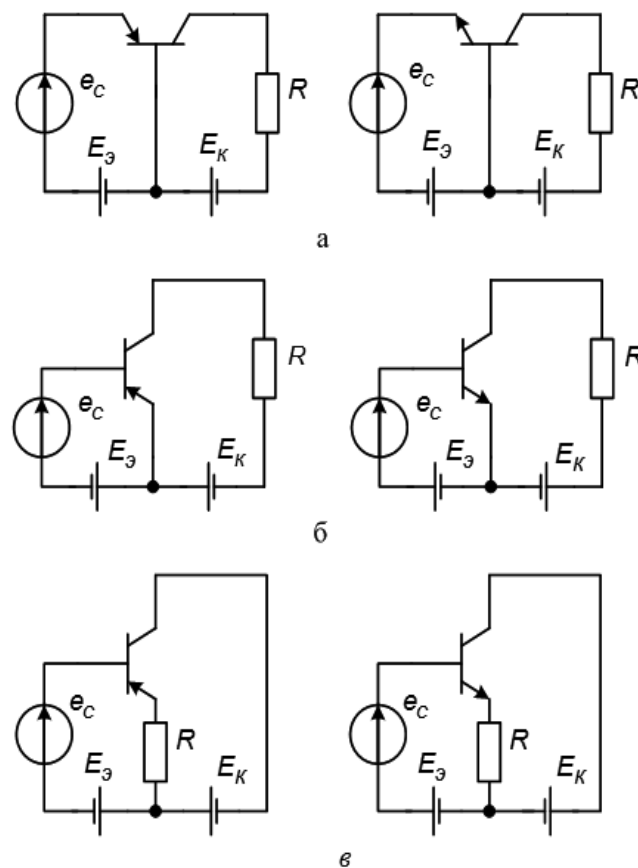


Рис. 4.15 – Схемы усиления электрических сигналов с общей базой (а), общим эмиттером (б) и общим коллектором (в)

сопротивления нагрузочного резистора получить переменную составляющую напряжения $u_{R\sim}$, которая превышает напряжение e_c усиливаемого сигнала. При этом усиление сигнала по напряжению сопровождается усилением сигнала по мощности.

Принцип усиления биполярным транзистором электрических сигналов по мощности объясняется взаимодействием носителей заряда с электрическим полем в коллекторном переходе, которое содержит постоянную составляющую, создаваемую источником напряжения $E_к$, и переменную составляющую, возникающую за счет экстракции неосновных носителей из базы в коллекторный переход.

Переменная составляющая электрического поля в любой момент времени направлена противоположно постоянной составляющей. Носитель заряда, проходя по коллекторному переходу, взаимодействует с двумя составляющими электрического поля, причем направление движения носителя совпадает с направлением постоянной составляющей и противоположно переменной составляющей. При этом носитель забирает энергию от постоянной составляющей электрического поля и отдает часть энергии переменной составляющей поля. Таким образом, происходит своеобразное перекачивание энергии от источника напряжения $E_к$ к нагрузочному резистору. Посредниками в этом перекачивании энергии являются носители заряда, инжектированные из эмиттера и дошедшие до коллекторного перехода. Для их инжекции требуется относительная небольшая работа, поскольку высота потенциального барьера эмиттерного перехода мала.

Для количественной оценки усилительных свойств биполярного транзистора в малосигнальном режиме работы удобно представить транзистор как четырехполюсник в системе h -параметров (рис. 4.16).

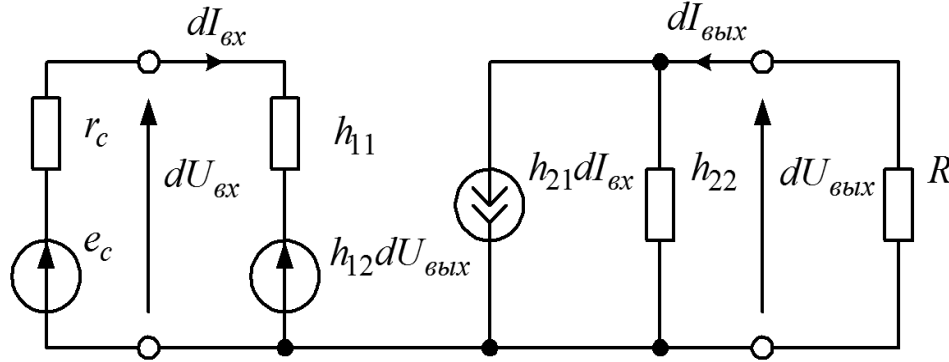


Рис. 4.16 – Схема замещения усилительного каскада, содержащая биполярный транзистор как четырехполюсник в системе h -параметров

Для математического описания электрического состояния схемы рисунок 4.16 необходимо систему уравнений четырехполюсника в h -параметрах дополнить выражениями, которые связывают приращения входного напряжения и выходного тока с параметрами источника сигнала и нагрузки:

$$\begin{cases} dU_{\text{БХ}} = h_{11}dI_{\text{БХ}} + h_{12}dU_{\text{ВБХ}}, \\ dI_{\text{ВБХ}} = h_{21}dI_{\text{БХ}} + h_{22}dU_{\text{ВБХ}}, \\ dU_{\text{БХ}} = e_c - r_c dI_{\text{БХ}}, \\ dI_{\text{ВБХ}} = -\frac{dU_{\text{ВБХ}}}{R}. \end{cases} \quad (4.74)$$

Из системы уравнений (4.74) следуют выражения для основных параметров усилительного каскада:

- коэффициент усиления по напряжению

$$k_U = \frac{dU_{\text{ВБХ}}}{dU_{\text{БХ}}} = -\frac{h_{21}R}{h_{11} + R \begin{vmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{vmatrix}}, \quad (4.75)$$

- коэффициент усиления по току

$$k_I = \frac{dI_{\text{ВБХ}}}{dI_{\text{БХ}}} = \frac{h_{21}}{1 + h_{22}R}, \quad (4.76)$$

- входное сопротивление

$$R_{\text{БХ}} = \frac{dU_{\text{БХ}}}{dI_{\text{БХ}}} = \frac{h_{11} + R \begin{vmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{vmatrix}}{1 + h_{22}R}, \quad (4.77)$$

- выходное сопротивление

$$R_{\text{ВЫХ}} = \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dI_{\text{ВЫХ}}} \bigg|_{R \rightarrow \infty} = \frac{h_{11} + r_c}{\begin{vmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{vmatrix} + h_{22}r_c}. \quad (4.78)$$

Для усиления электрических сигналов по мощности применяются все три основные схемы включения биполярных транзисторов: с общим эмиттером, общей базой и общим коллектором.

Усиление электрических сигналов в схеме с общей базой

В схеме с общей базой $dU_{\text{ВХ}} = dU_{\text{ЭБ}}$, $dI_{\text{ВХ}} = dI_{\text{Э}}$, $dU_{\text{ВЫХ}} = dU_{\text{КБ}}$, $dI_{\text{ВЫХ}} = -dI_{\text{К}}$.

Выражения для основных параметров усилительного каскада могут быть получены путем подстановки в выражения (4.75) — (4.78) h -параметров для схемы с общей базой. Для схемы с общей базой можно в первом приближении положить $h_{126} \approx 0$, $h_{226} \ll 1$, $Rh_{226} \ll 1$, $\begin{vmatrix} h_{116} & h_{126} \\ h_{216} & h_{226} \end{vmatrix} \approx h_{116}h_{226}$, тогда выражения примут вид:

$$k_{U.\text{ОБ}} \approx -\frac{h_{216}R}{h_{116}} \cdot \frac{1}{1 + Rh_{226}} \approx -\frac{h_{216}R}{h_{116}}, \quad k_{I.\text{ОБ}} \approx h_{216},$$

$$R_{\text{ВХ.ОБ}} \approx h_{116} \frac{1 + Rh_{226}}{1 + Rh_{226}} = h_{116}, \quad R_{\text{ВЫХ.ОБ}} \approx \frac{1}{h_{226}}.$$

Используя выражения для h -параметров биполярного транзистора в схеме с общей базой, основные параметры усилительного каскада могут быть выражены через собственные параметры транзистора:

$$k_{U.\text{ОБ}} \approx \frac{\alpha R}{r_{\text{э}} + (1 - \alpha)r_{\text{б}}}, \quad k_{I.\text{ОБ}} \approx -\alpha,$$

$$R_{\text{ВХ.ОБ}} \approx r_{\text{э}} + (1 - \alpha)r_{\text{б}}, \quad R_{\text{ВЫХ.ОБ}} \approx r_{\text{к}}.$$

Усиление электрических сигналов в схеме с общим эмиттером

В схеме с общим эмиттером $dU_{\text{ВХ}} = dU_{\text{ЭБ}}$, $dI_{\text{ВХ}} = dI_{\text{Б}}$, $dU_{\text{ВЫХ}} = dU_{\text{КЭ}}$, $dI_{\text{ВЫХ}} = dI_{\text{К}}$.

Выражения для основных параметров усилительного каскада могут быть получены путем подстановки в выражения (4.75) — (4.78) h -параметров для схемы с общим эмиттером, причем можно в первом приближении считать, что $h_{123} \approx 0$, $h_{223} \ll 1$, $Rh_{223} \ll 1$, $\begin{vmatrix} h_{113} & h_{123} \\ h_{213} & h_{223} \end{vmatrix} \approx h_{113}h_{223}$, тогда:

$$k_{U.\text{ОЭ}} \approx -\frac{h_{213}R}{h_{113}} \cdot \frac{1}{1 + Rh_{223}} \approx -\frac{h_{213}R}{h_{113}}, \quad k_{I.\text{ОЭ}} \approx h_{21},$$

$$R_{\text{ВХ.ОЭ}} \approx h_{113} \frac{1 + Rh_{223}}{1 + Rh_{223}} = h_{113}, \quad R_{\text{ВЫХ.ОЭ}} \approx \frac{1}{h_{223}}.$$

Используя выражения для h -параметров биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером, найдем:

$$k_{U.OЭ} \approx -\frac{\beta R}{r_{\bar{6}} + (1 + \beta)r_3}, \quad k_{I.OЭ} \approx \beta,$$

$$R_{\text{вх. ОЭ}} \approx r_{\bar{6}} + (1 + \beta)r_3, \quad R_{\text{вых. ОЭ}} \approx \frac{r_k}{1 + \beta}.$$

Усиление электрических сигналов в схеме с общим коллектором

В схеме с общим коллектором $dU_{\text{вх}} = dU_{\bar{6}K}$, $dI_{\text{вх}} = dI_{\bar{6}}$, $dU_{\text{вых}} = dU_{\bar{3}K}$, $dI_{\text{вых}} = -dI_3$. Для схемы с общим коллектором можно в первом приближении принять, что $h_{12K} \approx 1$, $h_{22K} \ll 1$, $Rh_{22K} \ll 1$, $(r_c + h_{11K})h_{22K} \ll 1$, $\begin{vmatrix} h_{11K} & h_{12K} \\ h_{21K} & h_{22K} \end{vmatrix} \approx h_{11K}h_{22K} - h_{21K}$, тогда основные параметры усилительного каскада, определяемые выражениями (4.75) – (4.78), могут быть представлены приближенными выражениями:

$$k_{U.OK} \approx -\frac{h_{21K}R}{h_{11K}(1 + Rh_{22K}) - Rh_{21K}} \approx \frac{h_{21K}R}{h_{21K}R - h_{11K}}, \quad k_{I.OK} \approx h_{21K},$$

$$R_{\text{вх. ОК}} \approx h_{11K} - \frac{Rh_{21K}}{1 + Rh_{22K}} \approx h_{11K} - Rh_{21K},$$

$$R_{\text{вых. ОК}} \approx \frac{h_{11K} + r_c}{h_{22K}(h_{11K} + r_c) - h_{21K}} \approx -\frac{h_{11K} + r_c}{h_{21K}}.$$

Используя выражения для h -параметров биполярного транзистора в схеме с общим коллектором, найдем:

$$k_{U.OK} \approx \frac{(\beta + 1)R}{(\beta + 1)(R + r_3) + r_{\bar{6}}}, \quad k_{I.OK} \approx -(\beta + 1),$$

$$R_{\text{вх. ОК}} \approx r_{\bar{6}} + (1 + \beta)(R + r_3), \quad R_{\text{вых. ОК}} \approx \frac{r_{\bar{6}} + (1 + \beta)r_3 + r_c}{(1 + \beta)}.$$



Выводы

Анализ выражений основных параметров усилительных каскадов по схемам с общей базой, общим эмиттером и общим коллектором показывает:

- фазовый сдвиг между входным и выходным напряжениями в схемах с общей базой и общим коллектором составляет 0 эл. град. ($k_{U.OБ} > 0$, $k_{U.OK} > 0$), а в схеме с общим эмиттером — 180 эл. град. ($k_{U.OЭ} > 0$);

- усилительные каскады с общей базой и общим эмиттером усиливают входной сигнал по напряжению ($k_{U.ОБ} > 1$, $|k_{U.ОЭ}| > 1$), причем $k_{U.ОБ} \approx |k_{U.ОЭ}|$, а усилительный каскад с общим коллектором усиления по напряжению не дает ($k_{U.ОК} < 1$);
 - усилительные каскады с общим эмиттером и общим коллектором усиливают входной сигнал по току ($|k_{I.ОК}| \approx (\beta + 1) > 1$, $k_{I.ОЭ} \approx \beta > 1$), причем $k_{I.ОЭ} \approx |k_{I.ОК}|$, тогда как усилительный каскад с общей базой усиления по току не дает ($|k_{I.ОБ}| = \alpha < 1$);
 - усилительный каскад с общим эмиттером обеспечивает наибольшее усиление сигнала по мощности (за счет усиления и по напряжению и по току), при этом $k_{p.ОБ} \approx k_{U.ОБ}$, $k_{p.ОК} \approx (\beta + 1)$, $k_{p.ОЭ} \approx (\beta + 1)k_{p.ОБ}$;
 - входное сопротивление каскада с общим эмиттером превосходит входное сопротивление каскада с общей базой ($R_{вх.ОЭ} \approx (\beta + 1)R_{вх.ОБ}$), а усилительный каскад с общим коллектором обладает наибольшим входным сопротивлением ($R_{вх.ОК} \approx R_{вх.ОЭ} + (\beta + 1)R$);
 - выходное сопротивление каскада с общим эмиттером меньше выходного сопротивления каскада с общей базой ($R_{вых.ОЭ} \approx R_{вых.ОБ} / (\beta + 1)$), а усилительный каскад с общим коллектором обладает наименьшим выходным сопротивлением ($R_{вых.ОК} \approx (R_{вх.ОЭ} + r_c) / (\beta + 1)$).
-

4.11 Работа биполярного транзистора в импульсном режиме

При работе биполярного транзистора в импульсном режиме в зависимости от амплитуды электрических импульсов различают *режим усиления малых импульсных сигналов* и *режим усиления больших импульсных сигналов (режим переключения, ключевой режим)*.

При усилении малых импульсных сигналов транзистор работает в нормальном активном режиме, процессы принципиально не отличаются от режима усиления малых синусоидальных сигналов, а нелинейность транзистора практически не проявляется.

В режиме усиления больших импульсных сигналов существенно сказываются нелинейные свойства транзистора, который в этом случае может работать не только в нормальном активном режиме, но и в режимах отсечки и насыщения.

Инерционные свойства биполярных транзисторов при работе в импульсном режиме обусловлены инерционностью процессов диффузии, накопления и рассасывания неосновных носителей заряда в базе, а также процессов перезаряда емкостей эмиттерного и коллекторного переходов.

При анализе режима переключения широко применяется метод заряда, который основан на определении закона изменения во времени заряда неосновных носителей в базе и связи этого закона с протекающими в транзисторе токами.

В первом приближении изменение заряда $Q(t)$ неосновных носителей в базе удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению вида

$$C_k \frac{dU_{бк}(t)}{dt} + \frac{dQ(t)}{dt} + \frac{Q(t)}{\tau} = i_б(t), \quad (4.79)$$

где C_k — барьерная емкость коллекторного перехода; τ — время жизни неосновных носителей заряда в базе.

В нормальном активном режиме справедливо $\tau \approx \tau_\beta = 1/(2\pi f_\beta)$, где f_β — предельная частота передачи тока базы, а изменение заряда неосновных носителей в базе связано с изменением тока коллектора соотношением $Q(t) \approx (\tau_\beta/\beta) i_k(t)$.

В результате уравнение (4.79) в нормальном активном режиме можно представить в виде:

$$\beta C_k \frac{dU_{бк}(t)}{dt} + \tau_\beta \frac{di_k(t)}{dt} + i_k(t) = \beta i_б(t). \quad (4.80)$$

В режиме насыщения можно с достаточной точностью считать, что $\tau \approx \tau_\beta$ и $U_{бк}(t) = \text{const}$, поэтому уравнение (4.79) принимает вид

$$\frac{dQ(t)}{dt} + \frac{Q(t)}{\tau_\beta} = i_б(t). \quad (4.81)$$

В режиме отсечки заряд неосновных носителей в базе незначителен, и им обычно пренебрегают, считая $Q(t) \approx 0$.

В установившемся режиме $i_б(t) = \text{const} = I_б$, $U_{бк} = \text{const}$ и из (4.79) следует, что $Q_{уст} = \tau_\beta I_б$, то есть различным токам базы соответствуют различные величины заряда неосновных носителей в базе. С ростом тока базы заряд растет и на границе насыщения достигает значения $Q_{гр} = \tau_\beta I_{б, \text{нас}} = \tau_\beta (I_{к, \text{нас}}/\beta)$. При дальнейшем увеличении тока базы, то есть в области насыщения, в базе создается избыточный заряд $Q_{изб} = Q - Q_{гр} = \tau_\beta (I_б - I_{б, \text{нас}})$.

При работе биполярного транзистора в режиме переключения применяются все три основные схемы включения, однако наибольшее распространение получила схема включения с общим эмиттером.

Режим переключения в схеме с общим эмиттером

Работа биполярного транзистора, включенного с общим эмиттером, в режиме переключения используется в схемах электронных транзисторных ключей, представленных на рисунке 4.17. Рассмотрим режим переключения $n-p-n$ -транзистора в схеме с общим эмиттером (рис. 4.17, а) при подаче на вход разнополярного управляющего напряжения (рис. 4.18).

При поступлении на вход схемы управляющего напряжения положительной полярности $U_{вх}^+$ начинается процесс включения, который содержит три стадии: задержки включения, спада выходного потенциала, накопления избыточного заряда в базе.

Стадия задержки включения обусловлена зарядом входной емкости $C_{вх}$ транзистора до порогового напряжения $U_{бэ, \text{пор}}$, при котором начнется эффективная инжекция неосновных носителей заряда в базу. На интервале задержки включения транзистор находится в режиме отсечки, поэтому выполняются соотношения $U_{кэ}(t) = \text{const}$ и $dU_{бк}(t)/dt = \frac{d}{dt}(U_{бэ}(t) - U_{кэ}(t)) = dU_{бэ}(t)/dt$, а током базы можно без существенной погрешности пренебречь. В результате:

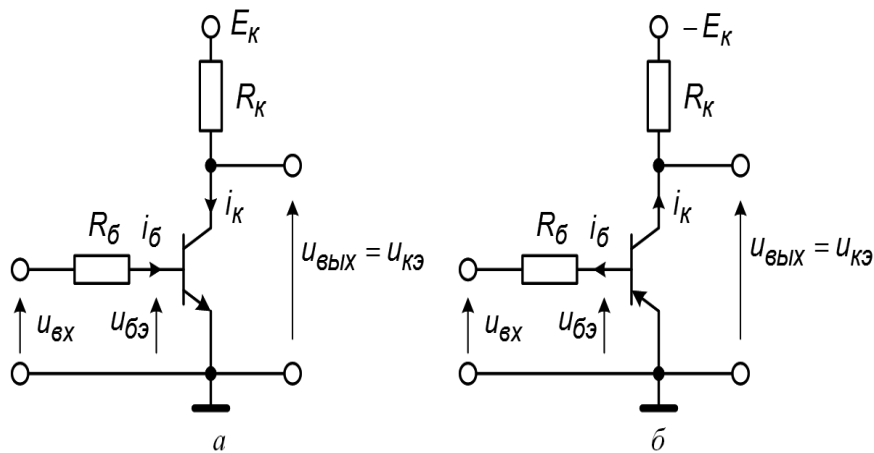


Рис. 4.17 – Схемы ключей с общим эмиттером на транзисторах *n-p-n*-типа (а) и *p-n-p*-типа (б)

$$i_{вх} = i_{C_э} + i_{C_к} = (C_э + C_к) \frac{dU_{бэ}(t)}{dt} = C_{вх} \frac{dU_{бэ}(t)}{dt},$$

где $C_э$ — барьерная емкость эмиттерного перехода.

Таким образом, входная паразитная емкость транзистора на интервале задержки включения обусловлена барьерными емкостями эмиттерного и коллекторного перехода. Заряд входной паразитной емкости происходит по экспоненциальному закону:

$$U_{C_{вх}}(t) = U_{бэ}(t) = U_{бэ}(\infty) + (U_{бэ}(0) - U_{бэ}(\infty)) \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_{з.вкл}}\right),$$

где $\tau_{з.вкл} = R_б C_{вх}$ — постоянная времени цепи заряда; $U_{бэ}(\infty) \approx U_{вх}^+$, $U_{бэ}(0) \approx -U_{вх}^-$.

С учетом условия $U_{бэ}(\Delta t_{з.вкл}) = U_{бэ.пор}$ длительность интервала задержки включения определяется выражением:

$$\Delta t_{з.вкл} = R_б C_{вх} \ln \frac{U_{вх}^+ + U_{вх}^-}{U_{вх}^+ - U_{бэ.пор}}. \quad (4.82)$$

На стадии спада выходного потенциала транзистор работает в нормальном активном режиме, и происходит накопление заряда неосновных носителей, инжектированных из эмиттера в базу. В соответствии с зарядовой моделью скорость накопления заряда в базе определяет скорость нарастания тока коллектора. По мере увеличения тока коллектора уменьшается выходной потенциал, в результате чего происходит изменение заряда барьерной емкости коллекторного перехода. В течение интервала спада выходного потенциала напряжение на коллекторном переходе изменяется на значительную величину. При этом на эмиттерном переходе напряжение изменяется несущественно (десятки-сотни милливольт), поэтому можно считать, что $U_{бэ}(t) = const$.

Тогда $dU_{бк}(t)/dt = -dU_{кэ}(t)/dt = -\frac{d}{dt}(E_к - R_к i_к(t)) = R_к di_к(t)/dt$ и уравнение (4.80) принимает вид

$$\tau_c \frac{di_к(t)}{dt} + i_к(t) = \beta i_б(t),$$

где $\tau_c = \tau_\beta + \beta C_K R_K$ — эквивалентная постоянная времени интервала спада выходного потенциала.

Поскольку $i_{\bar{6}}(t) = (U_{\text{вх}}^+ + U_{\bar{6}\bar{3}}(t))/R_{\bar{6}} = \text{const} = I_{\bar{6}, \text{вкл}}$, ток коллектора будет возрастать по экспоненциальному закону. С учетом условий $i_K(\infty) = \beta I_{\bar{6}, \text{вкл}}$, $i_K(0) \approx 0$:

$$i_K(t) = \beta I_{\bar{6}, \text{вкл}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right).$$

Рост тока коллектора вызывает экспоненциальное уменьшение выходного напряжения:

$$U_{\text{вых}}(t) = U_{\text{кз}}(t) = E_K - R_K i_K(t) = E_K - \beta R_K I_{\bar{6}, \text{вкл}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right).$$

Интервал спада выходного потенциала завершается, когда транзистор выходит на границу режима насыщения: $i_K(\Delta t_c) = I_{K, \text{нас}} = (E_K - U_{\text{кз}, \text{нас}})/R_K$.

Длительность интервала спада выходного потенциала определяется выражением:

$$\Delta t_c = \tau_c \ln \frac{\beta I_{\bar{6}, \text{вкл}}}{\beta I_{\bar{6}, \text{вкл}} - I_{K, \text{нас}}}. \quad (4.83)$$

При включении транзистора «сильным» сигналом, когда $I_{\bar{6}, \text{вкл}} \gg I_{\bar{6}, \text{нас}} = I_{K, \text{нас}}/\beta$, что часто выполняется на практике, выражение (4.83) можно упростить:

$$\Delta t_c \approx \tau_c \frac{I_{\bar{6}, \text{нас}}}{I_{\bar{6}, \text{вкл}}}. \quad (4.84)$$

После окончания интервала спада выходного потенциала транзистор переходит в режим насыщения. Токи транзистора при этом практически не изменяются, а в базе накапливается избыточный заряд неосновных носителей за время $\Delta t_{\text{нак}} \approx (3 \div 5)\tau_\beta$.

Установившееся значение заряда неосновных носителей в базе определяется выражением: $Q_{\text{уст}} = \tau_\beta I_{\bar{6}, \text{вкл}} = k_{\text{нас}} Q_{\text{гр}} = \tau_\beta k_{\text{нас}} I_{K, \text{нас}}/\beta$.

При поступлении на вход ключа управляющего напряжения $U_{\text{вх}}^-$ отрицательной полярности начинается процесс выключения, который содержит три стадии: задержки выключения, нарастания выходного потенциала, установления выключения.

Задержка выключения связана с процессом рассасывания избыточного заряда неосновных носителей в базе. До тех пор, пока $Q_{\text{изб}}(t) = Q(t) - Q_{\text{гр}} > 0$, транзистор работает в режиме насыщения, а коллекторный ток и напряжения на переходах транзистора практически не изменяются. Следовательно, на интервале задержки выключения изменение заряда барьерных емкостей транзистора не происходит.

Ток базы определяется выражением $i_{\bar{6}}(t) = -\frac{U_{\text{вх}}^- + U_{\bar{6}\bar{3}, \text{нас}}}{R_{\bar{6}}} = \text{const} = -I_{\bar{6}, \text{выкл}}$.

В соответствии с уравнением (4.81) заряд неосновных носителей в базе уменьшается по экспоненциальному закону

$$Q(t) = Q(\infty) + (Q(0) - Q(\infty)) \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_\beta}\right),$$

где $Q(\infty) = -\tau_\beta I_{\bar{6}, \text{выкл}}$, $Q(0) = Q_{\text{уст}} = \tau_\beta I_{\bar{6}, \text{вкл}}$.

Интервал задержки выключения завершится, когда заряд неосновных носителей в базе станет равным граничному заряду $Q(\Delta t_{з. \text{выкл}}) = Q_{гр} = \tau_{\beta} I_{б. \text{нас}} = \tau_{\beta} I_{к. \text{нас}} / \beta$. Длительность интервала задержки выключения определяется выражением

$$\Delta t_{з. \text{выкл}} = \tau_{\beta} \ln \frac{I_{б. \text{выкл}} + I_{б. \text{вкл}}}{I_{б. \text{выкл}} + I_{б. \text{нас}}}. \quad (4.85)$$

При «сильном» запирающем сигнале, когда $I_{б. \text{выкл}} \gg I_{б. \text{вкл}} \gg I_{б. \text{нас}}$, выражение (4.85) можно упростить:

$$\Delta t_{з. \text{выкл}} = \tau_{\beta} \frac{I_{б. \text{вкл}}}{I_{б. \text{выкл}}} = \tau_{\beta} \frac{k_{\text{нас}} I_{б. \text{нас}}}{I_{б. \text{выкл}}} = \tau_{\beta} \frac{k_{\text{нас}}}{\beta} \cdot \frac{I_{к. \text{нас}}}{I_{б. \text{выкл}}}. \quad (4.86)$$

На этапе нарастания выходного потенциала транзистор работает в нормальном активном режиме, а происходящие процессы обусловлены теми же факторами, что и на интервале спада выходного потенциала. Следовательно, для этапа нарастания выходного потенциала справедливы модель и допущения, свойственные интервалу спада выходного потенциала.

Поскольку $i_{\delta}(t) \approx \text{const} = -I_{б. \text{выкл}}$, ток коллектора будет спадать по экспоненциальному закону, который с учетом условий $i_{к}(\infty) = -\beta I_{б. \text{выкл}}$, $i_{к}(0) = I_{к. \text{нас}} = \beta I_{б. \text{нас}}$ определяется выражением:

$$i_{к}(t) = \beta I_{б. \text{нас}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{н}}}\right) - \beta I_{б. \text{выкл}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{н}}}\right)\right],$$

где $\tau_{\text{н}} = \tau_{\text{с}} + \beta C_{\text{к}} R_{\text{к}}$ — эквивалентная постоянная времени интервала нарастания выходного потенциала.

С уменьшением тока коллектора выходное напряжение экспоненциально возрастает:

$$U_{\text{вых}}(t) = E_{\text{к}} - \beta I_{б. \text{нас}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{н}}}\right) + \beta I_{б. \text{выкл}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{н}}}\right)\right).$$

Интервал нарастания выходного потенциала завершается, когда транзистор выходит на границу режима отсечки. При этом $i_{к}(\Delta t_{\text{н}}) \approx 0$ и длительность интервала нарастания выходного потенциала определяется выражением

$$\Delta t_{\text{н}} = \tau_{\text{н}} \ln \left(1 + \frac{I_{б. \text{нас}}}{I_{б. \text{выкл}}}\right). \quad (4.87)$$

При выключении транзистора «сильным» сигналом выражение (4.87) можно упростить:

$$\Delta t_{\text{н}} \approx \tau_{\text{н}} \frac{I_{б. \text{нас}}}{I_{б. \text{выкл}}}. \quad (4.88)$$

На интервале установления выключения транзистор работает в режиме отсечки и происходит перезаряд входной паразитной емкости транзистора до напряжения $U_{C_{\text{вх}}} = U_{\delta\delta} \approx -U_{\text{вх}}^-$ по экспоненциальному закону с постоянной времени $\tau_{\text{уст. выкл}} = R_{\delta} C_{\text{вх}} = R_{\delta} (C_{\delta} + C_{\text{к}})$ в течение интервала $\Delta t_{\text{уст. выкл}} \approx (3 \div 5) \tau_{\text{уст. выкл}} = (3 \div 5) R_{\delta} (C_{\delta} + C_{\text{к}})$.

При этом барьерная емкость эмиттерного перехода перезаряжается до напряжения $U_{C_{\delta}} = U_{\delta\delta} \approx -U_{\text{вх}}^-$, а барьерная емкость коллекторного перехода — до напряжения $U_{C_{\text{к}}} \approx U_{\delta\delta} - E_{\text{к}} = -U_{\text{вх}}^- - E_{\text{к}}$.

Временные диаграммы работы биполярного транзистора в импульсном режиме в схеме с общим эмиттером представлены на рисунке 4.18.

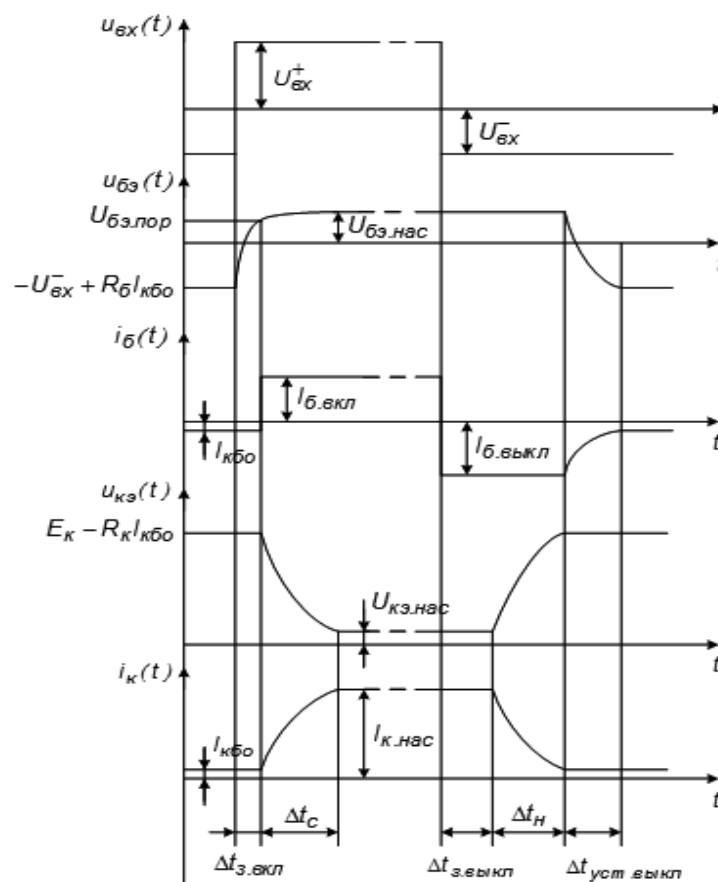


Рис. 4.18 – Временные диаграммы работы биполярного транзистора в импульсном режиме в схеме с общим эмиттером

4.12 Зависимость параметров от режима работы

Параметры транзистора зависят от режима работы. В качестве величин, определяющих режим работы биполярного транзистора, удобно использовать ток эмиттера и напряжение на коллекторном переходе.

Зависимость коэффициента передачи тока эмиттера. Зависимость коэффициента передачи тока эмиттера α от напряжения $U_{кб}$ на коллекторном переходе в основном обусловлена двумя факторами: модуляцией толщины базы и ударной ионизацией в коллекторном переходе.

Из-за модуляции толщины базы с ростом абсолютного значения напряжения $U_{кб}$ уменьшается эффективная толщина базы и приближается к единице коэффициент α_n переноса неосновных носителей, а следовательно, возрастает и приближается к коэффициенту инжекции γ коэффициент α .

При наличии ударной ионизации ток коллектора возрастает, а коэффициент передачи тока эмиттера в режиме лавинного размножения носителей заряда определяется выражением $\alpha_M = M\alpha$, где M — коэффициент лавинного размножения носителей заряда в коллекторном переходе. В режиме лавинного размножения коэффициент передачи тока эмиттера может превышать единицу, что качественно меняет свойства транзистора.

Зависимость α от тока эмиттера обусловлена, главным образом, изменением коэффициента инжекции γ . В области малых токов существенное влияние на коэффициент инжекции оказывает ток рекомбинации в области эмиттерного перехода, вызывая уменьшение коэффициента γ при уменьшении тока эмиттера. Влияние тока рекомбинации может привести к уменьшению α в 2 и более раза.

При высоком уровне инжекции зависимость коэффициента γ от тока эмиттера объясняется модуляцией сопротивления базы: с увеличением тока эмиттера увеличивается удельная проводимость области базы и уменьшается коэффициент γ . Уменьшение коэффициента α является важным фактором, ограничивающим максимальный рабочий ток транзистора.

Уменьшение коэффициента α в области больших и малых токов приводит к наличию максимума в зависимости $\alpha(I_e)$ при токе, рекомендуемом в качестве номинального.

Зависимость сопротивления эмиттерного перехода. Сопротивление эмиттерного перехода r_e обратно пропорционально току эмиттера вплоть до очень малых значений последнего. Зависимость r_e от напряжения на коллекторном переходе очень слаба, и ею можно пренебречь.

Зависимость сопротивления коллекторного перехода. Сопротивление коллекторного перехода r_k обратно пропорционально току эмиттера и пропорционально величине $\sqrt{U_{кб}}$. С ростом напряжения на коллекторном переходе величина r_k растет, но при некотором значении $U_{кб}$ возрастание r_k прекращается вследствие возрастания поверхностной утечки и ударной ионизации в коллекторном переходе, а при дальнейшем увеличении $U_{кб}$ сопротивление r_k несколько падает.

Зависимость коэффициента внутренней обратной связи по напряжению. Коэффициент $\mu_{эк}$ обратно пропорционален величине $\sqrt{U_{кб}}$ и не зависит от тока эмиттера.

Зависимость объемного сопротивления базы. Объемное сопротивление базы r_b модулируется при больших токах эмиттера, что проявляется, в первую очередь, в активной области базы, поэтому с ростом тока эмиттера сопротивление активной области базы играет все меньшую роль и суммарная величина r_b все больше определяется пассивными областями.

Зависимость среднего времени пролета носителей заряда через базу. Зависимость времени пролета неосновных носителей через базу от тока эмиттера определяется влиянием этого тока на коэффициент диффузии. В области больших токов наблюдается некоторое уменьшение коэффициента диффузии, а следовательно, увеличение времени пролета.

Зависимость времени пролета носителей через базу от напряжения на коллекторном переходе обусловлена эффектом модуляции толщины базы: с ростом напряжения $U_{кб}$ толщина базы уменьшается, что приводит к уменьшению времени пролета неосновных носителей через базу.

Зависимость емкостей переходов транзистора. Барьерная емкость коллекторного перехода обратно пропорциональна величине $\sqrt{U_{кб}}$ и не зависит от тока эмиттера. Увеличение тока эмиттера приводит к увеличению диффузионных емкостей эмиттерного и коллекторного переходов, а вследствие модуляции толщины базы емкости уменьшаются с ростом напряжения $U_{кб}$.

Влияние температуры на параметры биполярных транзисторов

Сильная зависимость электрофизических свойств полупроводников от температуры обуславливает существенное влияние температуры на характеристики и параметры биполярных транзисторов.

Коэффициент передачи тока эмиттера α увеличивается с ростом температуры, главным образом благодаря существенному возрастанию времени жизни носителей заряда.

Обратный ток коллекторного перехода обусловлен тепловой генерацией носителей заряда и возрастает с ростом температуры по экспоненциальному закону. Часто температурная зависимость обратного тока коллекторного перехода $I_{кб0}$ характеризуется температурой удвоения. Температурная зависимость обратного тока коллекторного перехода особенно сильно проявляется в схеме с общим эмиттером, для которой $I_{кэ0} = (1 + \beta)I_{кб0}$.

Температурная зависимость прямого напряжения на эмиттерном переходе обусловлена влиянием температуры на температурный потенциал ϕ_T и на тепловой обратный ток перехода, которые с ростом температуры возрастают. В результате прямое напряжение на эмиттерном переходе с ростом температуры уменьшается приблизительно на величину (2-3) мВ/°С.

Влияние температуры на статические вольт-амперные характеристики обусловлено температурными зависимостями обратного тока коллекторного перехода, коэффициента передачи тока эмиттера и прямого напряжения на эмиттерном переходе. С ростом температуры входные характеристик транзистора смещаются влево, а выходные характеристики — вверх. Поскольку температурная зависимость обратного тока коллекторного перехода и коэффициента передачи тока эмиттера наиболее сильно проявляются в схеме с общим эмиттером, данная схема по температурным свойствам является наименее стабильной.



Контрольные вопросы по главе 4

- 1) В каком режиме работает биполярный $p-n-p$ -транзистор, если напряжение база-эмиттер $U_{бэ} = -0,4$ В, а напряжение коллектор-эмиттер $U_{кэ} = -5$ В.

Ответ: в нормальном активном режиме.

- 2) В базе $n-p-n$ -транзистора рекомбинирует 3% электронов, инжектированных из эмиттера. Определить коэффициент передачи тока эмиттера, если в токе эмиттера дырочная составляющая равна 2%, а лавинное размножение носителей заряда в коллекторном переходе отсутствует.

Ответ: 0,9506.

- 3) В транзисторе, включенном по схеме с общим эмиттером, ток коллектора равен 29 мА, ток базы равен 500 мкА. Чему равен коэффициент передачи тока эмиттера. Ответ округлить до сотых.

Ответ: 0,98.

- 4) Начальный ток коллекторного перехода биполярного транзистора, включенного по схеме с общей базой, равен 4 мкА, коэффициент передачи тока эмиттера 0.99, инверсный коэффициент передачи тока коллектора 0.6. Чему равен обратный ток эмиттерного перехода I_{360} в мкА. Ответ округлить до сотых.
Ответ: 0,98.
- 5) Коэффициент инжекции транзистора равен 0,99, коэффициент переноса 0,99, эффективность коллектора 1. Определить ток коллектора в мА, если ток базы равен 20 мкА, а обратный ток коллектора в схеме с общей базой 1 мкА. Ответ округлить до десятых.
Ответ: 1 мА.
- 6) Ток коллектора биполярного транзистора, работающего в режиме насыщения, равен 10 мА, коэффициент передачи тока базы равен 50, коэффициент насыщения равен 1.2. Определить ток базы в мкА.
Ответ: 240 мкА.
- 7) Биполярный транзистор обладает собственными параметрами $r_3 = 26$ Ом, $r_6 = 400$ Ом, $\beta = 25$, $r_k \rightarrow \infty$. Определить параметр h_{113} .
Ответ: 1076 Ом.
- 8) Определить диффузионную емкость эмиттерного перехода транзистора (в нФ), если ток эмиттера равен 2 мА, а время пролета носителей заряда через базу равно 39 нс.
Ответ: 3 нФ.
- 9) Определить предельную частоту коэффициента передачи тока базы транзистора, если граничная частота транзистора равна 100 МГц, а коэффициент передачи тока базы равен 50.
Ответ: 102 МГц.

Глава 5

ТИРИСТОРЫ



.....
Тиристор — это полупроводниковый прибор с тремя и более p - n -переходами, вольт-амперная характеристика которого имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.
.....



.....
Тиристор обладает двумя устойчивыми состояниями: закрытым (выключенным) и открытым (включенным).
.....

В закрытом состоянии тиристор имеет высокое сопротивление и пропускает малый ток, а в открытом — сопротивление тиристора мало и через него протекает большой ток.

Конструктивную основу большинства тиристоров составляет четырехслойная структура с чередующимися областями полупроводника p - и n -типа (рис. 5.1). Внешние области называются эмиттерами (p -эмиттер и n -эмиттер), а внутренние — базами (p -база и n -база). Эмиттерные области омическими переходами связаны с металлическими электродами. Электрод p -эмиттера носит название анода, а n -эмиттера — катода. Выпрямляющие переходы между эмиттерами и базами тиристора называют эмиттерными переходами, а переход между p - и n -базой — коллекторным.

При изготовлении тиристоров исходным материалом, как правило, служит кремниевая подложка n -типа, в кристалле которой создается p - n - p -структура. В диффузионно-сплавных тиристорах области эмиттеров легированы сильнее, чем p -база и особенно n -база. Пластины кремния с готовой четырехслойной структурой припаивают к кристаллодержателю. Контактные площадки создают металлизированием, а соединение их с внешними выводами осуществляется через вольфрамо-

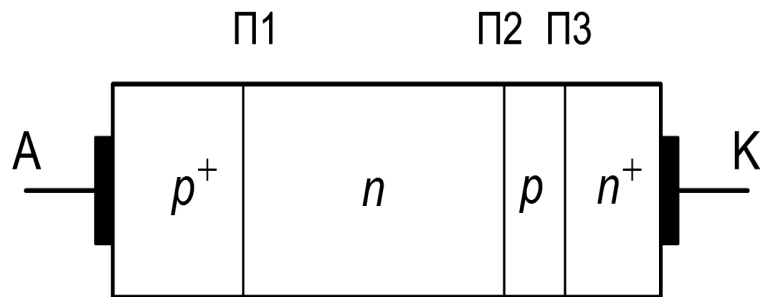


Рис. 5.1 – Конструктивная основа тиристоров

вые прокладки. Герметизированный корпус предохраняет кристалл от воздействия окружающей среды.



В зависимости от числа выводов, конструктивных особенностей и свойств тиристоры делят на диодные (динисторы), триодные (тринисторы) и тетродные.

Диодные тиристоры имеют два вывода: анод и катод. Среди диодных тиристоров различают тиристоры, запираемые в обратном направлении, тиристоры, проводящие в обратном направлении, и симметричные.

Триодные тиристоры имеют три вывода, так как содержат дополнительный омический переход, связывающий одну из баз с управляющим электродом. Среди триодных тиристоров выделяют тиристоры, запираемые в обратном направлении, проводящие в обратном направлении и симметричные (двунаправленные). В зависимости от того, с какой базой связан управляющий электрод, различают тиристоры с управлением по аноду или по катоду. Кроме того, по способности к выключению под действием сигнала на управляющем электроде тиристоры делятся на однооперационные и двухоперационные (запираемые).

Помимо четырехслойных структур некоторые виды тиристоров имеют большее число полупроводниковых областей. Например, симисторы имеют структуру из пяти слоев и более.

Условные обозначения тиристоров приведены на рисунке 5.2.

5.1 Диодные тиристоры

Вольт-амперная характеристика диодного тиристора, запираемого в обратном направлении (рис. 5.3), содержит пять областей, соответствующих пяти возможным режимам работы:

- режим прямого запираания (область 0-1) — напряжение на аноде положительно относительно катода, ток незначителен; эта область соответствует закрытому состоянию тиристора;
- переходный участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением, соответствующий неустойчивому состоянию тиристора (область 1-2);

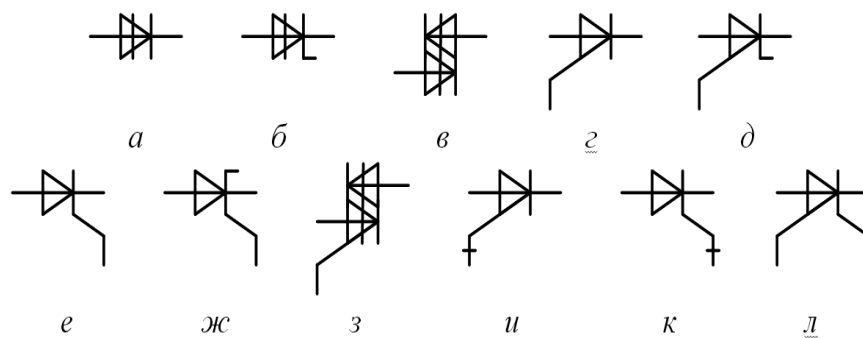


Рис. 5.2 – Условные графические обозначения тиристоров: *а* — диодный, запираемый в обратном направлении; *б* — диодный, проводящий в обратном направлении; *в* — диодный симметричный; *г*, *д* — триодные с управлением по аноду, запираемый и проводящий в обратном направлении; *е*, *ж* — триодные с управлением по катоду, запираемый и проводящий в обратном направлении; *з* — триодный симметричный; *и*, *к* — триодные двухоперационные с управлением по аноду и по катоду; *л* — тетродный, запираемый в обратном направлении

в точке 1 ВАХ выполняется условие $dU/dI = 0$, а напряжение и ток называются напряжением включения $U_{\text{вкл}}$ и током включения $I_{\text{вкл}}$ соответственно;

- режим прямой проводимости (область 2-3), соответствующий открытому состоянию тиристора; ток в точке 2 ВАХ называется током удержания $I_{\text{уд}}$, а напряжение — напряжением в открытом состоянии $U_{\text{откр}}$ или напряжением удержания $U_{\text{уд}}$;
- режим обратного запираения (область 0-4), в котором напряжение на аноде относительно катода отрицательно, а ток мал;
- режим обратного пробоя (область 4-5), который начинается при напряжении на аноде, равном напряжению пробоя тиристора $U_{\text{проб}}$.

В режиме прямого запираения эмиттерные переходы смещены в прямом направлении, а коллекторный переход — в обратном. Через прямо смещенные эмиттерные переходы происходит инжекция носителей заряда из эмиттеров в базы. Диффундируя через области баз, инжектированные неосновные носители достигают коллекторного перехода, его полем переносятся через переход и попадают в области баз, где являются основными носителями заряда. При малых значениях приложенного напряжения оно практически полностью падает на коллекторном переходе, поэтому прямые напряжения на эмиттерных переходах малы и степень инжекции носителей заряда невелика. Ток, протекающий через тиристор, мал и представляет собой ток обратносмещенного коллекторного перехода.

Рост приложенного напряжения вызывает увеличение прямых напряжений на эмиттерных переходах, в результате чего инжекция через них становится более интенсивной. При этом дырки из *p*-эмиттера, проходя через коллекторный переход, попадают в область *p*-базы и понижают потенциальный барьер перехода ПЗ, что ведет к возрастанию инжекции электронов из *n*-эмиттера. В свою очередь, эти электроны, попадая в *n*-базу, снижают потенциальный барьер перехода П1, увеличивая тем самым инжекцию дырок из эмиттера. Таким образом, в тири-

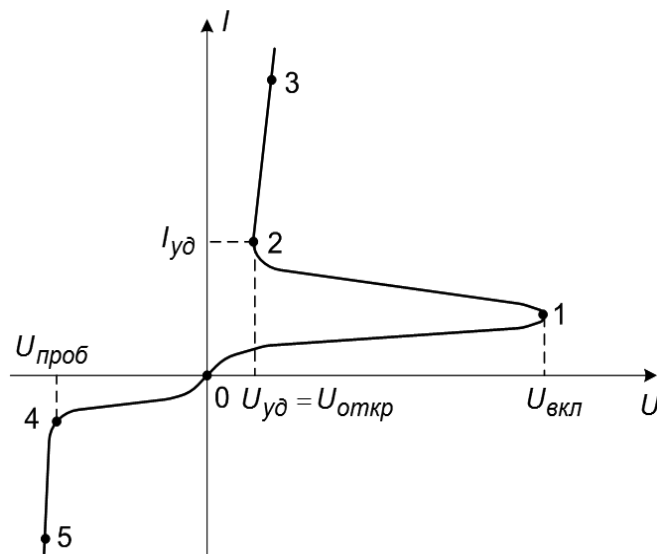


Рис. 5.3 – Вольт-амперная характеристика диодного тиристора, запираемого в обратном направлении

стороне существует положительная обратная связь по току — увеличение тока через один эмиттерный переход способствует увеличению тока через другой эмиттерный переход.

Другим важным следствием повышения напряжения на тиристоре является увеличение напряженности поля коллекторного перехода, что создает условия для лавинного размножения носителей заряда. Вследствие лавинного размножения носителей ток через коллекторный переход увеличивается, а его сопротивление и падение напряжения на нем уменьшаются. Это ведет к повышению напряжений на эмиттерных переходах и увеличению инжекции через них, что вызовет дальнейший рост тока коллекторного перехода, более интенсивное размножение носителей в переходе и дальнейший рост токов инжекции.

Положительная обратная связь по току и лавинное размножение носителей заряда в коллекторном переходе приводят к тому, что при некотором напряжении $U = U_{\text{вкл}}$ возникает лавинообразное увеличение тока тиристора, которое сопровождается уменьшением напряжения на коллекторном переходе, а следовательно, на тиристоре в целом. Тиристор переходит в неустойчивое состояние, соответствующее участку ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением, а затем скачком — в режим прямой проводимости.

В режиме прямой проводимости неравновесный заряд, накопленный в базах, создает на коллекторном переходе разность потенциалов, которая смещает его в прямом направлении. Проводимость тиристора при этом велика, а падение напряжения на нем мало и определяется суммой падений напряжений на трех прямосмещенных p - n -переходах, падений напряжений на базах, областях эмиттеров и внешних выводах.

Тиристор будет находиться в режиме прямой проводимости до тех пор, пока за счет протекающего тока будет поддерживаться избыточный заряд в базах, необходимый для смещения коллекторного перехода в прямом направлении. При снижении тока до значения, меньшего тока удержания $I_{\text{уд}}$, за счет рекомбинации

и рассасывания уменьшается количество неравновесных носителей заряда в базах, коллекторный переход смещается в обратном направлении, происходит перераспределение падений напряжения на переходах тиристорной структуры, уменьшается инжекция из эмиттерных областей и тиристор переходит в закрытое состояние.

В режиме обратного запираания эмиттерные переходы смещены в обратном направлении, а коллекторный переход — в прямом. Ток через тиристор определяется токами обратносмещенных эмиттерных переходов. В режиме обратного запираания нет условий для переключения тиристора, а обратное напряжение ограничено либо лавинным пробоем эмиттерных переходов, либо эффектом смыкания переходов в результате расширения одного из обратносмещенных эмиттерных переходов на всю толщину слаболегированной базы. Напряжение пробоя тиристора меньше, чем напряжение пробоя изолированного p - n -перехода, поскольку в тиристоре эмиттерные переходы связаны с коллекторным переходом, образуя транзисторы с разомкнутыми базами, включенными по схеме с общим эмиттером.

Для объяснения поведения и определения условий переключения структуру тиристора можно представить в виде двухтранзисторной модели (рис. 5.4).

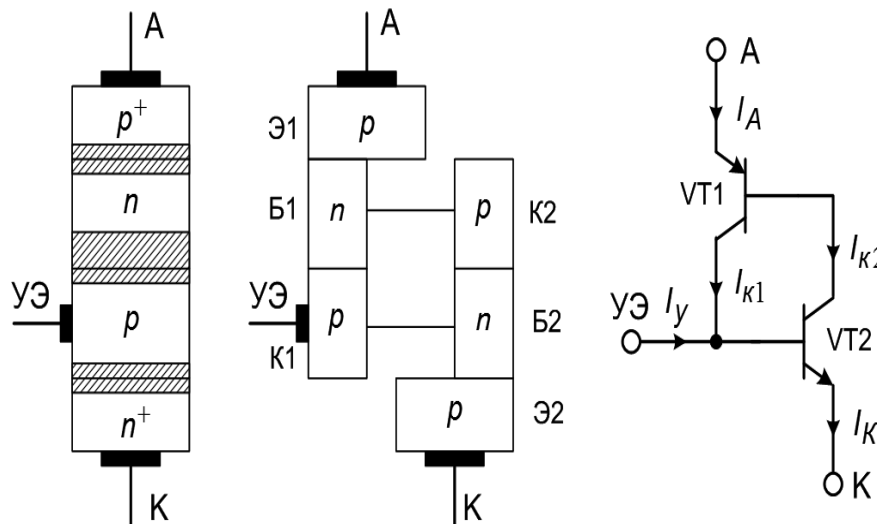


Рис. 5.4 – Двухтранзисторный аналог тиристора

Для диодного тиристора $I_y = 0$ и с учетом лавинного размножения носителей заряда в режиме прямого запираания справедливо

$$I = M(I_{k1} + I_{k2}) = M(\alpha_1 I + I_{k01} + \alpha_2 I + I_{k02}),$$

откуда:

$$I = \frac{M(I_{k01} + I_{k02})}{1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)} = \frac{M}{1 - M\alpha} I_{k0}, \quad (5.1)$$

где $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ — суммарный статический коэффициент передачи тока тиристорной структуры; I_{k0} — обратный ток коллекторного перехода тиристора.

Статический коэффициент передачи тока эмиттера α растет с увеличением тока эмиттера в результате уменьшения влияния рекомбинации в эмиттерном переходе и появления электрического поля в базе из-за увеличения градиента концентрации носителей заряда. Кроме того, коэффициент α растет с увеличением напряжения

на коллекторном переходе вследствие эффекта Эрли. С ростом напряжения коллекторного перехода также увеличивается и коэффициент M лавинного размножения.

Поскольку M и α зависят от приложенного к тиристорному напряжению, а α еще и от протекающего тока, выражение (5.1) представляет собой уравнение ВАХ диодного тиристора в режиме прямого записания.

Пока приложенное напряжение и ток тиристора невелики, выполняется условие $M\alpha < 1$, и ток, протекающий через тиристор, определяется обратным током коллекторного перехода $I \approx I_{к0}$. С ростом приложенного напряжения и тока тиристора коэффициенты M и α увеличиваются, произведение $M\alpha$ приближается к единице и при $M\alpha \approx 1$, как следует из уравнения (5.1), происходит резкое возрастание тока, соответствующее переходу тиристора в неустойчивое состояние. Таким образом, из (5.1) следует, что при включении тиристора выполняется условие

$$M\alpha = 1. \quad (5.2)$$

Используя эмпирическое соотношение для коэффициента лавинного размножения, получим

$$\frac{\alpha}{1 - \left(\frac{U_{\text{вкл}}}{U_{\text{проб}}} \right)^n} = 1,$$

откуда следует

$$U_{\text{вкл}} = U_{\text{проб}} \sqrt[n]{1 - \alpha} < U_{\text{проб}}, \quad (5.3)$$

то есть напряжение включения тиристора меньше напряжения лавинного пробоя, что обусловлено наличием положительной обратной связи в тиристорной структуре.

Дифференцируя (5.1) с учетом зависимостей $M = M(U)$ и $\alpha = \alpha(I, U)$, получим

$$\frac{dU}{dI} = \frac{1 - M \left(\alpha + I \frac{\partial \alpha}{\partial I} \right)}{\frac{I}{M} \cdot \frac{dM}{dU} + M \frac{\partial I_{к0}}{\partial U} + IM \frac{\partial \alpha}{\partial U}} = \frac{1 - M\tilde{\alpha}}{\frac{I}{M} \cdot \frac{dM}{dU} + M \frac{\partial I_{к0}}{\partial U} + IM \frac{\partial \alpha}{\partial U}}, \quad (5.4)$$

где $\tilde{\alpha} = \partial I_{к0} / \partial I$ — дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера.

Из (5.4) следует, что условие $dU/dI = 0$, определяющее точку вольт-амперной характеристики, в которой происходит включение тиристора, выполняется при

$$M\tilde{\alpha} = 1. \quad (5.5)$$

Так как дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера $\tilde{\alpha}$ несколько больше статического коэффициента α , то условие (5.5) реализуется раньше, чем условие (5.2). Таким образом, непосредственно в точке включения $M\alpha < 1$, а уравнение (5.2) является уравнением вольт-амперной характеристики уже на участке отрицательного дифференциального сопротивления, когда $M\tilde{\alpha} > 1$. Последнее условие означает, что приращение тока коллекторного перехода превышает приращение токов эмиттерных переходов. Именно в этом случае происходит накопление избыточных носителей заряда в базовых областях, что вызывает уменьшение напряжения на коллекторном переходе, а следовательно, и на всей тиристорной структуре.

5.2 Триодные тиристоры

Как отмечалось, для переключения тиристора из закрытого состояния в открытое необходимо накопление избыточного заряда неравновесных основных носителей в базовых областях. Это происходит за счет увеличения уровня инжекции через эмиттерные переходы и вследствие лавинного размножения носителей заряда в коллекторном переходе.

В триодном тиристоре (рис. 5.5) подачей соответствующего напряжения на управляющий электрод (УЭ), связанный омическим контактом с одной из баз, можно увеличить уровень инжекции через прилегающий к этой базе эмиттерный переход и вызвать тем самым включение тиристора при меньшем напряжении между анодом и катодом. Полярность напряжения, подаваемого на управляющий электрод, должна обеспечивать смещение соответствующего эмиттерного перехода в прямом направлении.

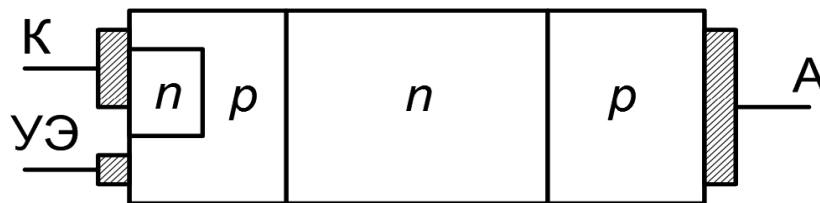


Рис. 5.5 – Структура триодного тиристора

Используя двухтранзисторную модель (рис. 5.4), переключение триодного тиристора за счет подачи напряжения на управляющий электрод можно представить как перевод одной из транзисторных структур в режим насыщения при большом токе базы. При этом коллекторный переход транзисторной структуры (он же коллекторный переход тиристора) смещается в прямом направлении.

На основе двухтранзисторной модели для режима прямого запираания можно записать $I = M(I_{к1} + I_{к2}) = M(\alpha_1 I + I_{кб01} + \alpha_2(I + I_y) + I_{кб02})$, откуда:

$$I = \frac{M(I_{кб01} + I_{кб02} + \alpha_2 I_y)}{1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)} = \frac{M}{1 - M\alpha} (I_{к0} + \alpha_2 I_y). \quad (5.6)$$

Так как M зависит от приложенного к тиристору напряжения, α_1 — от приложенного напряжения и основного тока, а α_2 — от приложенного напряжения, основного тока и тока управления, то выражение (5.6) представляет собой уравнение семейства ВАХ триодного тиристора в режиме прямого запираания.

Уравнение (5.6) показывает, что увеличение тока управления приводит к росту основного тока тиристора, то есть увеличению крутизны вольт-амперных характеристик.

Условие включения триодного тиристора можно получить по аналогии с динистором, дифференцируя (5.6):

$$\begin{aligned}
 \frac{dU}{dI} &= \frac{1 - M \left(\alpha + I \frac{\partial \alpha}{\partial I} + I_y \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right)}{\frac{I}{M} \cdot \frac{dM}{dU} + M \frac{\partial I_{K0}}{\partial U} + MI \frac{\partial \alpha}{\partial U} + MI_y \frac{\partial \alpha_2}{\partial U}} = \\
 &= \frac{1 - M \left(\tilde{\alpha} + I_y \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right)}{\frac{I}{M} \cdot \frac{dM}{dU} + M \frac{\partial I_{K0}}{\partial U} + MI \frac{\partial \alpha}{\partial U} + MI_y \frac{\partial \alpha_2}{\partial U}},
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

откуда следует, что условие включения определяется соотношением

$$M \left(\tilde{\alpha} + I_y \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right) = 1, \tag{5.8}$$

то есть зависит от тока управления.

Очевидно, что чем больше ток управления, тем при меньших значениях приложенного напряжения начинает выполняться условие (5.8), то есть увеличение управляющего тока сопровождается уменьшением напряжения включения тиристора (рис. 5.6). При определенном значении тока управления, называемом током спрямления I_{yc} , на прямой ветви вольт-амперной характеристики исчезают участки прямого запираания и отрицательного дифференциального сопротивления, и она вырождается в прямую ветвь ВАХ диода (говорят, что прямая ветвь спрямляется). Тиристор в этом случае включается, минуя запертое состояние, при подаче положительного напряжения на анод относительно катода.

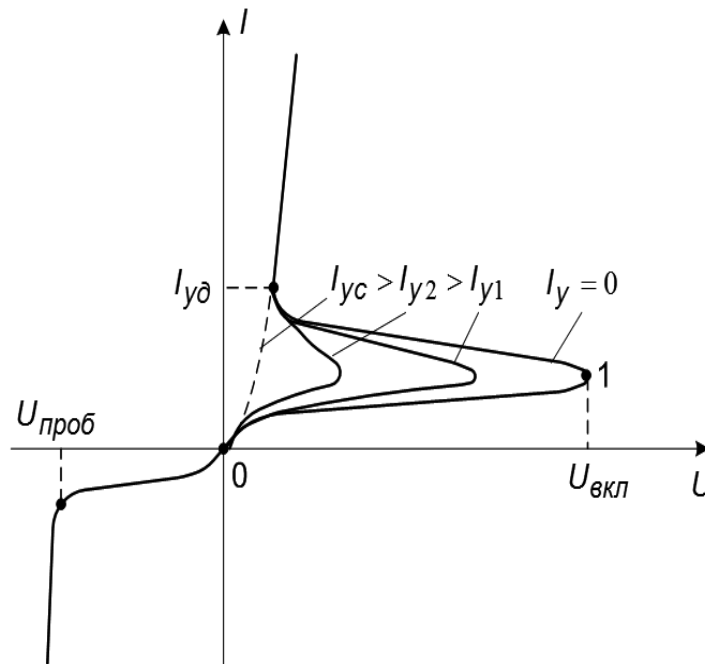


Рис. 5.6 – Семейство вольт-амперных характеристик триодного тиристора

В режиме прямой проводимости через тиристор протекает большой основной ток, поэтому ток управления практически не оказывает влияния на соответствующий участок характеристики. Следовательно, после включения цепь управления может быть разомкнута, а тиристор будет продолжать находиться в открытом состоянии, пока протекающий ток не снизится до величины, меньшей тока удержания.

5.3 Симметричные тиристоры



.....
Симметричным тиристором, или симистором, называют тиристор, который переключается из закрытого состояния в открытое как в прямом, так и в обратном направлении.

Симметричные тиристоры имеют симметричные вольт-амперные характеристики, то есть одинаковые по виду прямые и обратные ветви. В связи с этим симисторы применяют как переключающие приборы в цепях переменного тока.



.....
 Симметричные тиристоры разделяют на диодные и триодные. *Диодный симметричный тиристор (диак)* включается при достижении положительного или отрицательного напряжения между анодом и катодом, равного напряжению включения. *Триодный симметричный тиристор (триак)* включается как в прямом, так и в обратном направлениях при подаче сигнала на его управляющий электрод.

Структура симистора характеризуется большим, чем четыре, числом чередующихся областей p - и n -типа и соответственно имеет не три, а большее число выпрямляющих переходов: для диака пять слоев и четыре перехода, для триака — шесть и более слоев, пять и более переходов.

Рассмотрим структуру и принцип действия симистора (рис. 5.7).

Контактные металлизированные площадки электрически соединяют верхние поверхности правой части области p_1 , области n_1 и n_4 (рис. 5.7, а) и имеют общий вывод А (анод). Металлизированная площадка в центре верхней поверхности области p_1 соединена с выводом управляющего электрода УЭ. Нижние поверхности областей p_2 и n_3 электрически соединены контактной площадкой со вторым основным выводом К (катод). В основную цепь включаются источник переменного напряжения и нагрузка, а в цепь управления — источник импульсов тока управления.

Эту структуру можно рассматривать как два обычных тиристора, включенных встречно-параллельно. Первый из них включает часть структуры с правой стороны — $p_1 - n_2 - p_2 - n_3$ с переходами Π_2 , Π_3 и Π_4 (рис. 5.7, б); для него прямым будет положительное напряжение на аноде относительно катода.

В этом случае переходы Π_2 и Π_4 находятся под прямым напряжением, а Π_3 — под обратным. Как было подробно рассмотрено для обычного тиристора, с увели-

чением тока в n_2 -слое накапливаются электроны, а в p_2 -слое — дырки, что приводит к перемене полярности напряжения на переходе П₃ с обратной на прямую, и тиристор переключается из закрытого состояния в открытое.

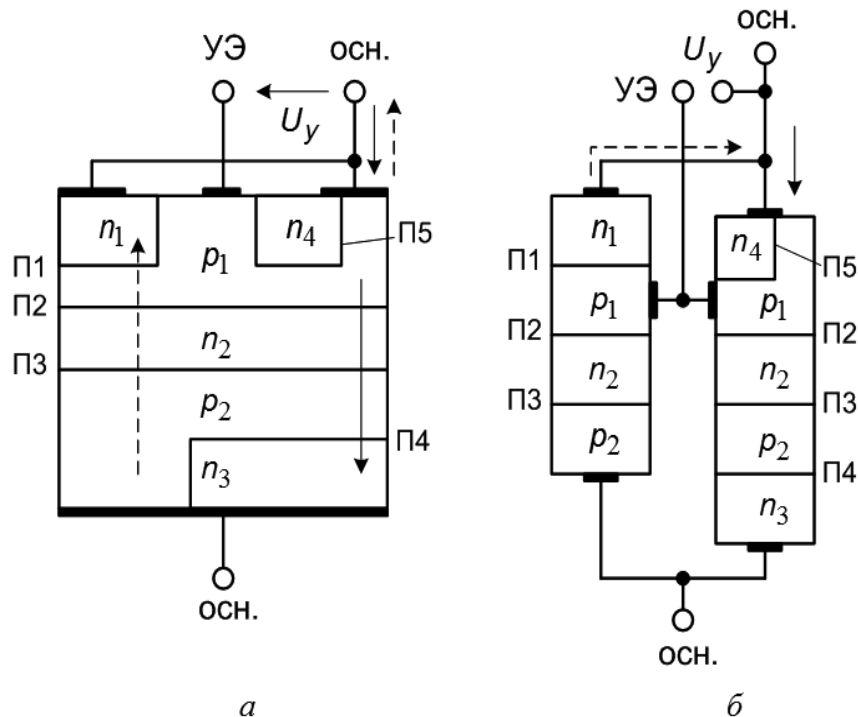


Рис. 5.7 – Полупроводниковая структура симметричного тиристора (а) и эквивалент симметричного тиристора в виде двух тириستоров (б)

Если на электрод УЭ подавать импульс управляющего напряжения со знаком «плюс» относительно анода А, то на дополнительном переходе П₅ создается прямое напряжение, электроны инжектируются из области n_4 в область p_1 , диффундируют через нее к переходу П₂ и перебрасываются полем его контактной разности потенциалов в n_2 -слой. Насыщение n_2 -слоя приводит, в свою очередь, к увеличению прямого напряжения на переходе П₂, под действием которого усиливается инжекция дырок p_1 -слоя в n_2 -слой; они диффундируют через n_2 -слой и перебрасываются под действием обратного напряжения на переходе П₃ в p_2 -слой. Накопление дырок в p_2 -слое и электронов в n_2 -слое под действием импульсов управляющего сигнала происходит мгновенно, и тиристор переключается в открытое состояние при меньшем напряжении между основными электродами, чем напряжение переключения при отсутствии тока управления.

При перемене полярности напряжения в основной цепи — плюсом к катоду, минусом к аноду — прямое напряжение оказывается на левой части четырехслойной структуры (рис. 5.7, а), составляющей как бы второй обычный тиристор: снизу вверх $p_2 - n_2 - p_1 - n_1$ переходами П₃, П₂ и П₁ (рис. 5.7, б). На переходах П₃ и П₁ действует в этом случае прямое напряжение, а на переходе П₂ — обратное. Процессы происходят так же, как в обычном тиристоре. Импульс управляющего сигнала создает дополнительное прямое напряжение на переходе П₁, и через него проходит ток управления I_y , вызывая переключение симистора из закрытого состояния в открытое.

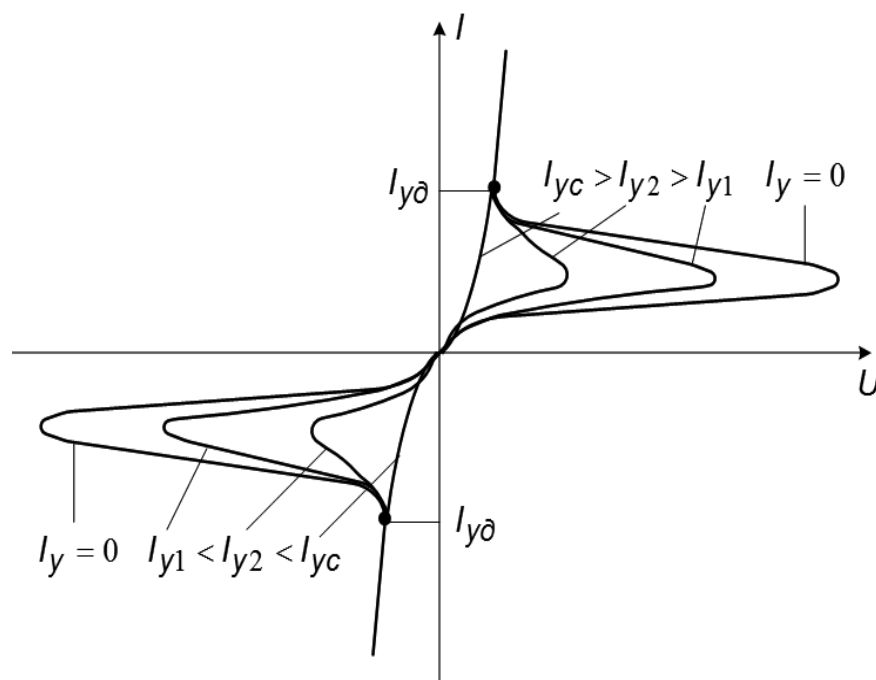


Рис. 5.8 – Семейство вольт-амперных характеристик симметричного тиристора

Рассмотренные процессы отражены на семействе вольт-амперных характеристик симистора (рис. 5.8). В прямом направлении они такие же, как для обычного тиристора, а в обратном — аналогичны им, но располагаются симметрично в третьем квадранте системы координат.

5.4 Способы управления тиристорами

Основными способами включения тиристорov являются увеличение напряжения между анодом и катодом и подача сигнала на управляющий электрод. При этом для диодных тиристорov первый способ является единственно возможным, тогда как для триодных тиристорov применимы оба способа, хотя более распространенным является второй из них.

Включение тиристора с помощью тока управления

Как было показано, обеспечение соответствующего тока управления вызывает уменьшение напряжения включения по сравнению с напряжением включения при разомкнутой цепи управляющего электрода.

Поскольку накопление неравновесных носителей заряда в базовых областях происходит не мгновенно, для включения тиристора необходимо, чтобы импульс управляющего тока имел определенную длительность и амплитуду. Процесс включения тиристора характеризуется временем включения по управляющему электроду тиристора $t_{y, \text{вкл.}}$. Это интервал времени между моментом, когда управляющий ток составляет 10% от его амплитуды, и моментом, когда основной ток увеличится до 90% от его значения в открытом состоянии.

Время включения по управляющему электроду можно представить в виде суммы времени $t_{у.зд}$ задержки по управляющему электроду и времени $t_{нр}$ нарастания для тиристора.

Время задержки по управляющему электроду — это интервал времени между моментом, когда управляющий ток составляет 10% от его амплитуды, и моментом, когда основной ток увеличится до 10% от его значения в открытом состоянии. Время нарастания для тиристора — это интервал времени, в течение которого основной ток увеличивается с 10% до 90% тока в открытом состоянии.

Несмотря на условность определения перечисленных параметров переходного процесса, можно считать, что время задержки $t_{у.зд}$ определяется временем перезаряда барьерной емкости эмиттерного перехода и временем прохождения инжектированных носителей заряда через область базы и коллекторный переход, а время нарастания — инерционностью накопления неравновесных носителей заряда в базах и перезарядом барьерной емкости коллекторного перехода.

Если при включении тиристора скорость нарастания тока очень велика, то возможно повреждение полупроводниковой структуры в районе управляющего электрода (эффект di/dt). Это объясняется конечной скоростью распространения процесса включения по площади $p-n-p$ -структуры. В течение времени $t_{у.вкл}$ существует только небольшая область высокой проводимости вблизи управляющего электрода, вследствие чего при большой скорости нарастания тока возможно локальное выделение значительной мощности.

Включение тиристора путем увеличения напряжения между анодом и катодом

Увеличение напряжения между анодом и катодом до напряжения включения обеспечивает включение тиристорov любых видов. Различают режимы включения при медленном и при быстром увеличении напряжения.

Механизм включения путем медленного увеличения прямого напряжения на тиристоре рассмотрен при объяснении физических причин и условий включения диодных тиристорov.

При быстром увеличении прямого напряжения на тиристоре через него будет протекать емкостной ток, обусловленный барьерными емкостями коллекторного и эмиттерных переходов. Чем больше скорость изменения напряжения на тиристоре, тем больше значение емкостного тока через коллекторный переход. Этот ток, протекая через эмиттерные переходы, вызывает увеличение коэффициентов передачи токов эмиттеров, что приводит к включению тиристора при напряжении, меньшем напряжения включения на постоянном токе. Емкостные токи эмиттерных переходов не связаны с инжекцией носителей заряда, поэтому при увеличении скорости изменения напряжения способствуют уменьшению коэффициентов передачи токов эмиттеров и росту напряжения включения.

Практически барьерная емкость коллекторного перехода сказывается сильнее, так как она шунтирует большое сопротивление обратно смещенного коллекторного перехода. Барьерные же емкости эмиттерных переходов зашунтированы малыми сопротивлениями этих переходов, смещенных в прямом направлении. Следовательно, напряжение включения тиристора с увеличением скорости нарастания

прямого напряжения уменьшается. Этот эффект носит название эффекта du/dt . Эффект du/dt чаще всего является не положительным, а отрицательным свойством, так как может приводить к самопроизвольным включениям тиристорov, особенно мощных. Эффективным методом ослабления эффекта du/dt является шунтирование эмиттерного перехода объемным сопротивлением прилегающей базовой области, в результате чего через эмиттерный переход протекает лишь незначительная часть тока смещения, обусловленного барьерной емкостью коллекторного перехода. Такой способ позволяет увеличить устойчивость к эффекту du/dt в 100 и более раз.

Выключение тиристора осуществляется уменьшением основного тока до значения, меньшего тока удержания, путем разрыва цепи протекания основного тока, изменением полярности приложенного напряжения или с помощью тока управляющего электрода.

Тиристор перейдет из открытого состояния в закрытое только после рассасывания неравновесных носителей заряда в базовых областях. Если до окончания процесса выключения на тиристор вновь подать прямое напряжение, то он вернется во включенное состояние. Таким образом, тиристор для восстановления запирающих свойств требуется определенное время.

При выключении тиристора путем снижения основного тока ниже тока удержания или путем разрыва цепи протекания основного тока рассасывание неравновесных носителей заряда в базах происходит только за счет рекомбинации. Время восстановления запирающих свойств в этом случае оказывается значительным, поэтому такой способ применяется, когда к скорости выключения тиристора не предъявляются особых требований.

После изменения приложенного к тиристорv напряжения с прямого на обратное тиристор остается во включенном состоянии до тех пор, пока граничные концентрации носителей заряда эмиттерных переходов не уменьшатся до равновесных значений. На данном интервале тиристор обладает высокой проводимостью, и через него протекает значительный обратный ток, определяемый величиной обратного напряжения и сопротивлением внешней цепи. Когда граничные концентрации носителей заряда эмиттерных переходов становятся меньше равновесных, эмиттерные переходы смещаются в обратном направлении, а обратный ток уменьшается.

Существенное уменьшение времени восстановления запирающих свойств даже при небольших обратных напряжениях удается достичь для тиристорov, проводящих в обратном направлении. Поскольку у этих тиристорov эмиттерные переходы зашунтированы сопротивлениями прилегающих базовых областей, то даже небольшие обратные напряжения способствуют быстрому рассасыванию накопленных в базах неравновесных носителей заряда.

Для выключения тиристора с помощью тока управляющего электрода необходимо за счет этого тока отвести неравновесные основные носители заряда из базы, связанной с управляющим электродом. В то же время основной ток, протекающий через еще открытый тиристор, непрерывно восполняет количество неравновесных носителей заряда в базовых областях. Таким образом, значение тока управления, необходимого для выключения тиристора, зависит от величины основного тока. Существуют тиристоры, запираемые (двухоперационные) и незапираемые (однооперационные) по управляющему электроду.

Основные параметры тириستоров:

- напряжение переключения (постоянное — $U_{\text{прк}}$, импульсное — $U_{\text{прки}}$, десятки — сотни В);
- напряжение в открытом состоянии $U_{\text{ос}}$ — падение напряжения на тиристоре в открытом состоянии ($U_{\text{ос}} = 1 \div 3 \text{ В}$);
- обратное напряжение $U_{\text{обр}}$ — напряжение, при котором тиристор может работать длительное время без нарушения его работоспособности (единицы — тысячи В);
- ток в открытом состоянии $I_{\text{ос}}$ — максимальное значение тока открытого тиристора (сотни мА — сотни А);
- ток удержания $I_{\text{уд}}$ (десятки — сотни мА);
- обратный ток $I_{\text{обр}}$ (доли мА);
- отпирающий ток управления $I_{\text{у.от}}$ — наименьший ток управляющего электрода, необходимый для включения тиристора (десятки мА);
- скорость нарастания напряжения в закрытом состоянии — максимальная скорость нарастания напряжения в закрытом состоянии (десятки — сотни В/мкс);
- время включения $t_{\text{вкл}}$ интервал времени, в течение которого тиристор переходит из закрытого состояния в открытое (мкс — десятки мкс);
- время выключения $t_{\text{выкл}}$ наименьший интервал времени, в течение которого восстанавливаются запирающие свойства тиристора (десятки — сотни мкс); по истечении этого времени на тиристор может быть снова подано прямое напряжение; тиристор остается закрытым до следующего отпирающего импульса.



Контрольные вопросы по главе 5

- 1) Какой участок ВАХ диодного тиристора, представленной на рисунке 5.3, соответствует режиму прямого запираания.

Ответ: участок 0 — 1.

- 2) Как ток управления триодного тиристора влияет на вольт-амперную характеристику:

- а) увеличение тока управления вызывает уменьшение напряжения включения,
- б) увеличение тока управления вызывает увеличение напряжения включения,
- в) увеличение тока управления вызывает рост тока удержания,
- г) увеличение тока управления вызывает уменьшение напряжения пробоя,

- д) при токе управления, равному току спрямления исчезают участки прямого запираания и отрицательного дифференциального сопротивления.

Ответ: а, д.

- 3) При напряжении на диодном тиристоре, равном напряжению включения выполняется условие:

а) $\frac{dU}{dI} = 0$,

б) $\frac{dI}{dU} = 0$,

в) $M\tilde{a} = 1$,

г) $M\left(\tilde{a} + I_y \frac{\partial \alpha_2}{\partial I}\right) = 1$.

Ответ: а, б, в.

Глава 6

ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ



.....
Полевой (униполярный, канальный) транзистор — это активный полупроводниковый прибор, в котором используются эффект дрейфа основных носителей через проводящий канал под действием продольного электрического поля и эффект модуляции дрейфового тока поперечным электрическим полем.
.....

Название таких транзисторов униполярными обусловлено тем, что, в отличие от биполярных транзисторов, работа которых осуществляется за счет обоих типов подвижных носителей заряда (электронов и дырок), в основе работы полевых транзисторов лежит использование носителей заряда лишь одного знака (либо только электроны, либо только дырки).

Конструктивной основой полевого транзистора является пассивная область полупроводника, называемая *подложкой*. Полупроводниковая область, от которой происходит дрейф основных носителей, называется *истоком*, а область, к которой дрейфуют основные носители, — *стоком*. Сток и исток полевого транзистора обычно являются сильнолегированными областями, которые омическими контактами связаны с двумя электродами транзистора, также называемыми стоком и истоком соответственно. Область, в которой осуществляется дрейф основных носителей и модуляция значения дрейфового тока, называется *каналом*. В большинстве структур полевых транзисторов канал представляет собой слаболегированный тонкий слой, расположенный либо непосредственно у поверхности подложки, либо на некотором расстоянии от поверхности и параллельно поверхности. Полупроводниковая или металлическая область, используемая для получения эффекта модуляции значения дрейфового тока, носит название *затвора*.

По типу проводящего канала полевые транзисторы разделяют на транзисторы с каналом *n*-типа и с каналом *p*-типа.

Полевые транзисторы являются полупроводниковыми усилительными приборами, управляемыми не током, как биполярные транзисторы, а напряжением. При этом напряжение, создающее поперечное электрическое поле, подается на затвор относительно истока, а модуляция значения дрейфового тока осуществляется разностью потенциалов между затвором и каналом.

Различают два основных вида полевых транзисторов: *полевые транзисторы с управляющим переходом* и *полевые транзисторы с изолированным затвором*.

6.1 Полевые транзисторы с управляющим переходом



.....
Полевой транзистор с управляющим переходом — это полевой транзистор, модуляция проводимости канала которого происходит за счет изменения толщины слоя объемного заряда выпрямляющего электрического перехода, смещенного в обратном направлении.

В качестве выпрямляющего электрического перехода может быть использован p - n -переход, гетеропереход или выпрямляющий переход металл-полупроводник (переход Шоттки). При этом принцип действия полевых транзисторов с управляющими переходами различных типов идентичен.

Полевые транзисторы с управляющим гетеропереходом изготавливают в основном методом эпитаксии химических соединений $A^III B^V$ на кристаллы арсенида галлия. Выпрямляющие переходы Шоттки выполняют нанесением металла на кристаллы кремния, арсенида галлия или на различные гетероструктуры. В настоящее время широкое применение находят кремниевые полевые транзисторы с управляющим p - n -переходом и каналом n -типа, поэтому в учебном пособии рассматривается именно данный тип полевых транзисторов.

Наиболее распространенная структура полевого транзистора с управляющим p - n -переходом и каналом n -типа представлена на рисунке 6.1. На подложке из кремния p -типа создается эпитаксиальный слой n -типа, и методом диффузии формируются области затвора (p^+ -типа), стока (n^+ -типа) и истока (n^+ -типа), которые омическими контактами связываются с электродами затвор, сток и исток соответственно. Каналом является слой n -типа, заключенный между областью затвора и подложкой. Области затвора и канала образуют управляющий p - n -переход. Эпитаксиальный слой n -типа и подложка p -типа также образуют p - n -переход. При работе транзистора оба p - n -перехода должны быть смещены в обратном направлении. С помощью напряжения на подложке можно изменять параметры транзистора. Иногда подложка с помощью омического контакта связана с отдельным электродом и может использоваться как второй затвор.

Между стоком и истоком полевого транзистора подается напряжение $U_{си}$ такой полярности, чтобы основные носители заряда двигались по каналу в направлении от истока к стоку. На затвор относительно истока подается напряжение $U_{зи}$, смещающее p - n -переход в обратном направлении. Для транзистора с каналом n -типа

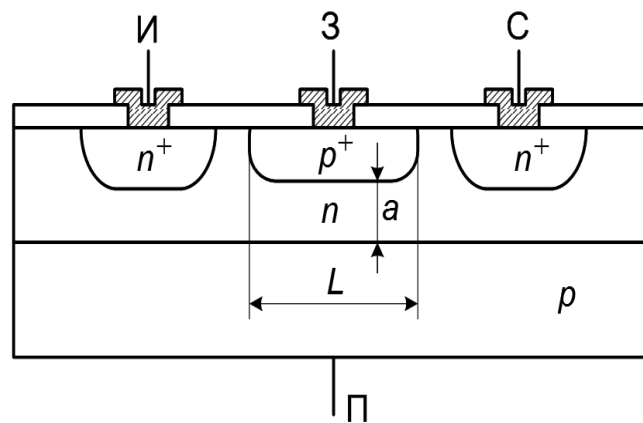


Рис. 6.1 – Структура полевого транзистора с управляющим p - n -переходом и каналом n -типа

на сток подается положительное, а на затвор — отрицательное напряжения относительно истока. При этом по каналу от истока к стоку движутся электроны, создавая в канале и во внешней цепи ток стока I_c , направленный от стока к истоку.

Напряжение $U_{зи}$ между затвором и истоком создает электрическое поле, напряженность которого направлена поперечно по отношению к каналу. При изменении абсолютной величины напряжения $U_{зи}$ изменяется величина напряженности электрического поля, толщина обедненного слоя управляющего p - n -перехода, а значит, толщина проводящей части канала, его проводимость и ток стока. С ростом абсолютной величины напряжения $U_{зи}$ расширяется обедненный слой перехода, сужается канал, уменьшаются его проводимость и ток стока. Напряжение между затвором и истоком, при котором граница обедненного слоя достигает подложки и происходит перекрытие канала, называют напряжением отсечки $U_{зи,отс}$ полевого транзистора. Строго говоря, при напряжении отсечки ток стока должен становиться равным нулю, однако наличие токов утечки и сложность измерения особо малых токов практически заставляют считать напряжением отсечки то напряжение, при котором ток стока достигает определенного малого значения.

Если напряжение $U_{си}$ между стоком и истоком равно нулю, продольное электрическое поле, обеспечивающее дрейф основных носителей от истока к стоку, отсутствует, поэтому ток стока равен нулю. При увеличении абсолютной величины напряжения $U_{си}$ напряженность продольного электрического поля растет, вызывая рост тока стока I_c . Ток I_c , протекающий через канал, создает по длине последнего падение напряжения, которое оказывается запирающим для p - n -перехода затвор-канал. Это приводит к изменению ширины обедненного слоя p - n -перехода вдоль канала, причем ширина p - n -перехода увеличивается по мере приближения к стоку. При определенном напряжении между стоком и истоком, называемым напряжением насыщения $U_{си,нас}$, ток стока создает вдоль канала такое падение напряжения, что происходит перекрытие канала у области стока. Дальнейший рост напряжения $U_{си}$ приводит к динамическому равновесию, когда увеличение напряжения $U_{си}$ и рост тока I_c вызывают увеличение длины перекрытого участка канала, а следовательно, значительное увеличение сопротивления канала. В результате рост тока стока существенно замедляется, а транзистор переходит в режим насыще-

ния. В режиме насыщения напряжение $U_{\text{си}}$ перераспределяется между перекрытой и непокрытой частями канала. При этом на перекрытой части канала напряжение остается постоянным и равным $U_{\text{си.нас}}$, а на участке перекрытия составляет $U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}}$.

6.2 Статические характеристики полевых транзисторов с управляющим p - n -переходом

Полевые транзисторы имеют большие входное и выходное сопротивления, поэтому при экспериментальном снятии характеристик наиболее просто реализуется поддержание заданных входного и выходного напряжений за счет питания входной и выходной цепей от источников напряжения. Следовательно, статические характеристики должны соответствовать системе уравнений

$$I_{\text{вх}} = y_1(U_{\text{вх}}, U_{\text{вых}}),$$

$$I_{\text{вых}} = y_2(U_{\text{вх}}, U_{\text{вых}}).$$

Важнейшими семействами статических характеристик для полевых транзисторов являются семейство выходных статических характеристик и семейство статических характеристик передачи:

$$I_{\text{вых}} = y_{\text{вых}}(U_{\text{вых}}) \Big|_{U_{\text{вх}}=\text{const}},$$

$$I_{\text{вых}} = y_{\text{пер}}(U_{\text{вх}}) \Big|_{U_{\text{вых}}=\text{const}}.$$

Выходные характеристики

Выходные характеристики полевого транзистора представляют собой зависимости $I_c = y_{\text{вых}}(U_{\text{си}}) \Big|_{U_{\text{зи}}=\text{const}}$, при этом напряжение $U_{\text{зи}}$ является параметром семейства характеристик.

Семейство выходных характеристик полевого транзистора с управляющим p - n -переходом представлено на рисунке 6.2, а.

Выходные характеристики выходят из начала координат, являются монотонно возрастающими и содержат три области: крутую (линейную) область, область насыщения и область пробоя.

В крутой области вблизи начала координат характеристики практически линейны и расходятся под разными углами. Тангенс угла их наклона, обратно пропорциональный сопротивлению канала, уменьшается с ростом абсолютного значения напряжения $U_{\text{зи}}$.

С увеличением напряжения $U_{\text{си}}$ рост тока стока замедляется, что обусловлено увеличением сопротивления канала из-за увеличения ширины обедненного слоя p - n -перехода по мере приближения к стоку, а также уменьшением подвижности носителей заряда в канале при увеличении в нем напряженности продольного электрического поля.

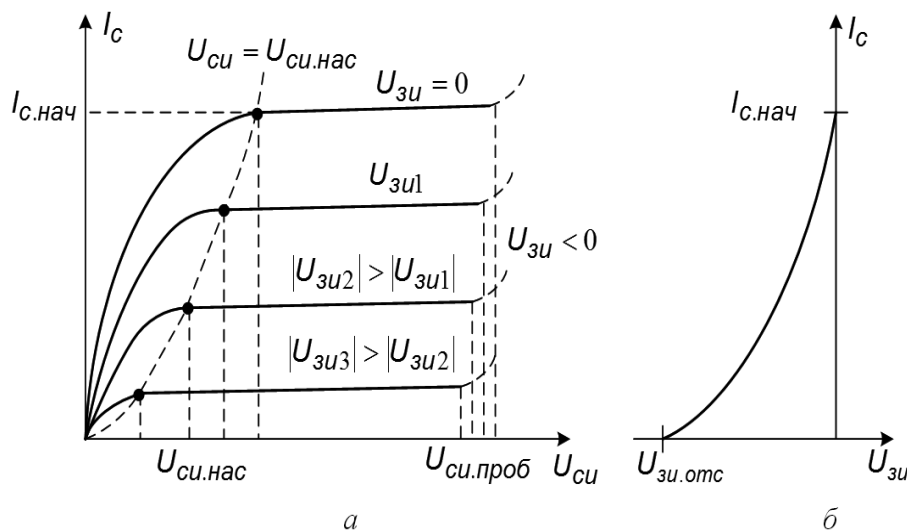


Рис. 6.2 – Выходные (а) и передаточная (б) характеристики полевого транзистора с управляющим p - n -переходом и каналом n -типа

Границей между крутой областью и областью насыщения является условие $U_{ci} = U_{ci.нас}$, при котором происходит перекрытие канала вблизи области стока. В области насыщения увеличение напряжения U_{ci} сопровождается незначительным ростом тока I_c , поскольку происходит значительное увеличение сопротивления канала за счет увеличения длины его перекрытого участка. Если бы длина перекрытой части канала увеличивалась пропорционально напряжению U_{ci} , то ток I_c в области насыщения не увеличивался бы вообще. Однако длина перекрытой части канала увеличивается из-за увеличения толщины обедненного слоя p - n -перехода, зависимость которой от напряжения является более слабой, чем прямо пропорциональная связь (пропорциональна $\sqrt{U_{ci}}$).



При увеличении абсолютного значения напряжения $U_{зи}$ выходные характеристики смещаются вниз, при этом напряжение насыщения $U_{ci.нас}$ уменьшается. Ток стока, соответствующий области насыщения полевого транзистора при $U_{зи} = 0$, называют *начальным током стока* полевого транзистора $I_{c.нач}$.

При достаточно больших напряжениях U_{ci} возникает пробой p - n -перехода затвора, который в кремниевых транзисторах носит лавинный характер. Обратное напряжение на p - n -переходе затвора достигает максимального значения у стокового конца канала и определяется суммой напряжения U_{ci} и абсолютного значения напряжения $U_{зи}$. Следовательно, с ростом абсолютной величины напряжения $U_{зи}$ напряжение пробоя $U_{ci.проб}$ уменьшается.

Передаточные характеристики

Передаточные характеристики полевого транзистора представляют собой зависимости $I_c = y_{\text{пер}}(U_{\text{зи}}) \Big|_{U_{\text{си}}=\text{const}}$, при этом напряжение $U_{\text{си}}$ является параметром семейства характеристик.

Основным рабочим режимом полевого транзистора является режим насыщения, поэтому наибольший интерес представляют характеристики передачи при постоянном напряжении $U_{\text{си}}$, которое соответствует области насыщения выходных характеристик (рис. 6.2, б). При изменении напряжения $U_{\text{си}}$ смещения передаточных характеристик практически не наблюдается в связи с малым изменением тока стока в области насыщения.



.....
Характер передаточных характеристик полевого транзистора определяется уменьшением тока стока при увеличении обратного напряжения на управляющем *p-n*-переходе.
.....

Аналитическое описание статических характеристик

Аналитическое описание статических вольт-амперных характеристик полевого транзистора, обеспечивающее достаточную для практических целей точность, может быть получено на основе упрощенной плоскопараллельной структуры рабочей части транзистора, представленной на рисунке 6.3.

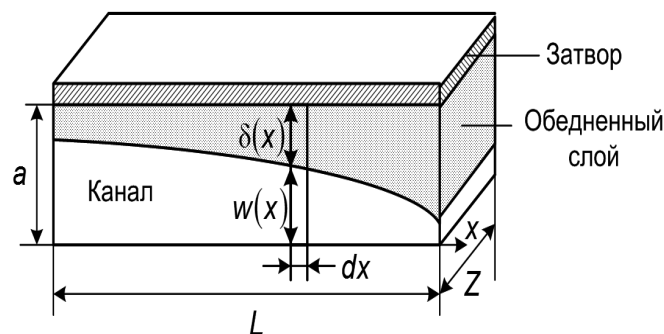


Рис. 6.3 – Упрощенная структура рабочей части транзистора

При этом предполагается, что весь канал расположен в подзатворной области, не учитываются объемные сопротивления областей стока и истока, а также сопротивления омических контактов. Кроме того, в первом приближении предполагается, что подвижность носителей заряда не зависит от напряженности электрического поля, а, следовательно, удельная проводимость канала остается постоянной.

Толщина канала в точке с координатой x , отсчитанной от истока, определяется выражением

$$w(x) = a - \delta(x), \quad (6.1)$$

где a — конструктивная толщина канала; $\delta(x)$ — толщина обратного смещенного управляющего *p-n*-перехода в точке канала с координатой x .

Для ступенчатого несимметричного управляющего p - n -перехода напряжение отсечки полевого транзистора:

$$U_{\text{зк.отс}} = \frac{q_e N_D a^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (6.2)$$

Подставляя (6.2) в (6.1), получим

$$w(x) = a \left(1 - \sqrt{\frac{|U_{\text{зк}}(x)|}{U_{\text{зи.отс}}}} \right). \quad (6.3)$$

Поскольку ток стока создает вдоль канала падение напряжения, потенциал $U_{\text{ки}}(x)$ разных точек канала относительно истока различен. При этом абсолютная величина напряжения между затвором и каналом увеличивается, а толщина канала уменьшается в направлении от истока к стоку:

$$|U_{\text{зк}}(x)| = |U_{\text{зи}}| + U_{\text{ки}}(x), \quad (6.4)$$

$$w(x) = a \left(1 - \sqrt{\frac{|U_{\text{зи}}| + U_{\text{ки}}(x)}{U_{\text{зи.отс}}}} \right). \quad (6.5)$$

Вследствие сужения канала его сопротивление изменяется, причем сопротивление элементарного поперечного слоя канала длиной dx и падение напряжения на этом слое определяются выражениями:

$$dR = \rho \frac{dx}{Zw(x)}, \quad dU_{\text{ки}} = I_c dR = \frac{I_c \rho}{Zw(x)} dx, \quad (6.6)$$

где Z — ширина канала.

Подставляя (6.5) в (6.6) и разделяя переменные, получаем дифференциальное уравнение вида:

$$\left(1 - \sqrt{\frac{|U_{\text{зи}}| + U_{\text{ки}}(x)}{U_{\text{зи.отс}}}} \right) dU_{\text{ки}} = \frac{I_c \rho}{Za} dx. \quad (6.7)$$

Решая дифференциальное уравнение (6.7) с учетом граничных условий $U_{\text{ки}}(0) = 0$, $U_{\text{ки}}(L) = U_{\text{си}}$, где L — длина канала, найдем

$$I_c = \frac{1}{R_{\text{си}0}} \left[U_{\text{си}} + \frac{2}{3} \cdot \frac{|U_{\text{зи}}|^{\frac{3}{2}} - (|U_{\text{зи}}| + U_{\text{си}})^{\frac{3}{2}}}{U_{\text{зи.отс}}^{\frac{1}{2}}} \right], \quad (6.8)$$

где $R_{\text{си}0} = \rho L / (Za)$ — дифференциальное сопротивление канала при $U_{\text{зи}} = 0$ и $U_{\text{си}} = 0$.

Выражение (6.8) представляет собой аналитическое описание передаточных (при фиксированном напряжении $U_{\text{си}}$) и выходных (при фиксированном напряжении $U_{\text{зи}}$) статических характеристик полевого транзистора с управляющим p - n -переходом в крутой области, когда отсутствует перекрытие канала за счет протекания тока стока.

Режим насыщения наступает, когда напряжение между затвором и каналом вблизи стока становится равным напряжению отсечки: $|U_{зк}(L)| = U_{зи.отс}$. Учитывая (6.4), получаем:

$$U_{си.нас} = U_{зи.отс} - |U_{зи}|. \quad (6.9)$$

Используя (6.9), получаем зависимости тока насыщения от напряжения насыщения и от напряжения $U_{зи}$:

$$I_{с.нас} = \frac{1}{R_{си0}} \left[U_{си.нас} + \frac{2}{3} \frac{(U_{зи.отс} - U_{си.нас})^{\frac{3}{2}}}{U_{зи.отс}^{\frac{1}{2}}} - \frac{2}{3} U_{зи.отс} \right]. \quad (6.10)$$

$$I_{с.нас} = \frac{1}{R_{си0}} \left[\frac{1}{3} U_{зи.отс} - |U_{зи}| \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{|U_{зи}|}{U_{зи.отс}}} \right) \right]. \quad (6.11)$$

Выражения (6.10) и (6.11) хорошо аппроксимируются более простыми квадратичными зависимостями, которые, как правило, и используются на практике:

$$I_{с.нас} = \frac{1}{3R_{си0}} \cdot \frac{U_{си.нас}^2}{U_{зи.отс}} = I_{с.нач} \left(\frac{U_{си.нас}}{U_{зи.отс}} \right)^2, \quad (6.12)$$

$$I_{с.нас} = \frac{1}{3R_{си0}} \cdot \frac{(U_{зи.отс} - |U_{зи}|)^2}{U_{зи.отс}} = I_{с.нач} \left(1 - \frac{|U_{зи}|}{U_{зи.отс}} \right)^2, \quad (6.13)$$

где $I_{с.нач} = U_{зи.отс} / (3R_{си0})$ — начальный ток стока полевого транзистора с управляющим p - n -переходом.

Выражения (6.12) и (6.13) определяют статические вольт-амперные характеристики полевого транзистора с управляющим p - n -переходом на границе и в области насыщения. Из этих выражений следует, что при сделанных допущениях ток стока в режиме насыщения зависит только от напряжения $U_{зи}$ и не зависит от напряжения $U_{си}$, а выражения (6.11) и (6.13) фактически описывают передаточную статическую характеристику.

На самом деле в режиме насыщения наблюдается слабая зависимость тока стока от напряжения между стоком и истоком, обусловленная модуляцией длины канала: с ростом напряжения $U_{си}$ длина канала L уменьшается, сопротивление $R_{си0} = \rho L / (Za)$ уменьшается и ток стока I_c несколько возрастает.

6.3 Малосигнальные параметры полевых транзисторов с управляющим переходом

Малосигнальные параметры полевого транзистора определяются отношением малых приращений токов и напряжений при определенных условиях и характеризуют работу транзистора в режиме усиления малых переменных сигналов.

Крутизна передаточной характеристики

Крутизна передаточной характеристики (передаточная проводимость) S является основным малосигнальным параметром, характеризующим усилительные свойства полевого транзистора:

$$S = \frac{\partial I_c}{\partial U_{зи}} = -\frac{\partial I_c}{\partial |U_{зи}|}. \quad (6.14)$$

Поскольку при работе в усилительном режиме основным является участок насыщения, крутизна, как правило, определяется именно в области насыщения полевого транзистора. Дифференцируя (6.11), получим:

$$S = \frac{1}{R_{си0}} \left(1 - \sqrt{\frac{|U_{зи}|}{U_{зи.отс}}} \right). \quad (6.15)$$

Используя аппроксимацию (6.13), крутизну полевого транзистора в режиме насыщения можно представить выражением:

$$S = \frac{2}{3R_{си0}} \left(1 - \frac{|U_{зи}|}{U_{зи.отс}} \right) = S_{нач} \left(1 - \frac{|U_{зи}|}{U_{зи.отс}} \right), \quad (6.16)$$

где $S_{нач} = \frac{2I_{с.нач}}{U_{зи.отс}} = S \Big|_{U_{зи}=0}$ — начальная крутизна.



Выводы

Выражения (6.15) и (6.16) показывают, что с ростом абсолютной величины напряжения $U_{зи}$ крутизна полевого транзистора уменьшается.

Для получения больших значений крутизны необходимо иметь меньшее значение сопротивления канала $R_{си0} = \rho L / (Za)$, то есть следует уменьшать длину канала L , увеличивать его ширину Z и толщину a , а также уменьшать удельное сопротивление $\rho = 1 / (q_e \mu_n N_d)$ за счет увеличения подвижности электронов и степени легирования канала.

В то же время концентрация примесей в канале должна быть небольшой, чтобы управляющий p - n -переход был несимметричным и его обедненный слой располагался преимущественно в канале. Выражения (6.2) и (6.9) показывают, что с увеличением толщины канала существенно растут напряжения отсечки и насыщения, тогда как эти напряжения должны быть малы, поскольку режим насыщения является для полевого транзистора с управляющим p - n -переходом основным рабочим режимом. Следовательно, толщину канала делают небольшой, несмотря на некоторое уменьшение крутизны полевого транзистора.

Дифференциальное сопротивление канала

Дифференциальное сопротивление канала полевого транзистора представляет собой отношение малого приращения напряжения между стоком и истоком

к малому приращению тока стока при постоянном напряжении между затвором и истоком:

$$R_{\text{си}} = \left. \frac{dU_{\text{си}}}{dI_c} \right|_{U_{\text{зи}}=\text{const}}. \quad (6.17)$$

Дифференциальное сопротивление канала в крутой области характеристик найдем, дифференцируя (6.8):

$$R_{\text{си}} = \left(\frac{\partial I_c}{\partial U_{\text{си}}} \right)^{-1} = \frac{R_{\text{си}0}}{1 - \sqrt{\frac{|U_{\text{зи}}| + U_{\text{си}}}{U_{\text{зи.отс}}}}}. \quad (6.18)$$

Из выражений (6.11), (6.13) следует, что в первом приближении дифференциальное сопротивление канала в области насыщения стремится к бесконечности. Однако вследствие эффекта модуляции длины канала дифференциальное сопротивление канала в режиме насыщения $R_{\text{си.нас}}$ имеет хотя и большое, но конечное значение.

С учетом эффекта модуляции длины канала выражения (6.11) и (6.13) для тока стока полевого транзистора в режиме насыщения можно представить в виде:

$$I_c = \frac{\phi(U_{\text{зи}})}{L(U_{\text{си}})}. \quad (6.19)$$

Дифференциальное сопротивление канала в режиме насыщения

$$\frac{1}{R_{\text{си.нас}}} = \frac{\partial I_c}{\partial U_{\text{си}}} = \frac{\partial I_c}{\partial L} \cdot \frac{dL}{dU_{\text{си}}} = -\frac{I_c}{L} \cdot \frac{dL}{dU_{\text{си}}} = \frac{I_c}{V_{\text{м}}}, \quad (6.20)$$

где параметр $\frac{1}{V_{\text{м}}} = -\frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dU_{\text{си}}}$ — коэффициент модуляции длины канала.

Эффективная длина канала в режиме насыщения определяется выражением:

$$L = L_0 - \Delta L, \quad (6.21)$$

где L_0 — технологическая длина канала; ΔL — длина перекрытой части канала.

В режиме насыщения напряжение границы перекрытия относительно истока остается равным напряжению насыщения $U_{\text{си.нас}}$, а разность напряжений $(U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}})$ прикладывается к перекрытой части канала, которая представляет собой обедненный слой p - n -перехода. Таким образом, длину ΔL перекрытой части канала в первом приближении можно определить как толщину обратносмещенного p - n -перехода, к которой приложено обратное напряжение $(U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}})$:

$$\Delta L = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q_e N_{\text{Д}}} (U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}})}. \quad (6.22)$$

Используя выражения (6.21) и (6.22), найдем:

$$\frac{dL}{dU_{\text{си}}} = \frac{dL}{d(\Delta L)} \cdot \frac{d(\Delta L)}{dU_{\text{си}}} = -\frac{\Delta L}{2(U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}})},$$

$$\frac{1}{V_M} = \frac{\Delta L}{2L} \cdot \frac{1}{U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}}} = \frac{1}{2 \left(\frac{L_0}{\Delta L} - 1 \right)} \cdot \frac{1}{U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}}},$$

$$R_{\text{си.нас}} = \frac{V_M}{I_c} = \frac{2L}{\Delta L} \cdot \frac{U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}}}{I_c} = 2 \left(\frac{L_0}{\Delta L} - 1 \right) \frac{U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}}}{I_c}. \quad (6.23)$$

Коэффициент усиления по напряжению

Коэффициент усиления по напряжению μ определяется отношением малого приращения напряжения между стоком и истоком к малому приращению напряжения между затвором и истоком полевого транзистора при постоянном токе стока:

$$\mu = \left| \frac{dU_{\text{си}}}{dU_{\text{зи}}} \right|_{I_c = \text{const}}. \quad (6.24)$$

Знак модуля в выражении (6.24) обусловлен тем, что рост напряжения $U_{\text{зи}}$ сопровождается уменьшением напряжения $U_{\text{си}}$.

Одновременные изменения напряжений $U_{\text{зи}}$ и $U_{\text{си}}$ вызывают малые приращения тока стока:

$$dI_c = \frac{\partial I_c}{\partial U_{\text{зи}}} dU_{\text{зи}} + \frac{\partial I_c}{\partial U_{\text{си}}} dU_{\text{си}} = S dU_{\text{зи}} + \frac{1}{R_{\text{си.нас}}} dU_{\text{си}}. \quad (6.25)$$

При постоянном токе стока $dI_c = 0$ и из выражения (6.25) следует:

$$\mu = S R_{\text{си.нас}}. \quad (6.26)$$

6.4 Эквивалентные схемы полевых транзисторов с управляющим переходом

Полевые транзисторы представляют собой структуры с распределенными параметрами, распределенные модели которых достаточно сложны и могут использоваться только в численных экспериментах. По этой причине для инженерной практики разработано большое количество упрощенных моделей с сосредоточенными параметрами, имеющих ограниченные точность и области применения.

Эквивалентная схема транзистора с управляющим p - n -переходом и каналом n -типа представлена на рисунке 6.4, *а*.

Эквивалентная схема содержит нелинейный источник тока $I_{\text{кан}}$, который описывает статические вольт-амперные характеристики транзистора; сопротивления r_c и $r_{\text{и}}$ между рабочей областью транзистора и выводами стока и истока; диоды $VD1$, $VD2$, соответствующие участкам управляющего перехода затвор-сток и затвор-исток; нелинейные емкости $\tilde{C}_{\text{зи}}$ между затвором и истоком и $\tilde{C}_{\text{зс}}$ между затвором и стоком.

Для малосигнального режима работы полевого транзистора эквивалентная схема рисунок 6.4, *а* упрощается и принимает вид рисунок 6.4, *б*.

Поскольку при работе транзистора управляющий переход смещен в обратном направлении, диоды $VD1$ и $VD2$ представлены сопротивлениями $R_{зи}$, $R_{зс}$ соответствующих участков закрытого управляющего перехода.

Источник тока $I_{кан}$ для малых приращений токов и напряжений представлен в соответствии с выражением (6.25) линейным зависимым источником тока $SU'_{зи}$ с параллельным внутренним сопротивлением $R_{си}$.

Нелинейные емкости $\tilde{C}_{зи}$, $\tilde{C}_{зс}$ заменены соответствующими постоянными усредненными емкостями $C_{зи}$ и $C_{зс}$.

Так как сопротивления $R_{зи}$, $R_{зс}$ в кремниевых полевых транзисторах велики (десятки — сотни МОм), их в большинстве случаев можно не учитывать.

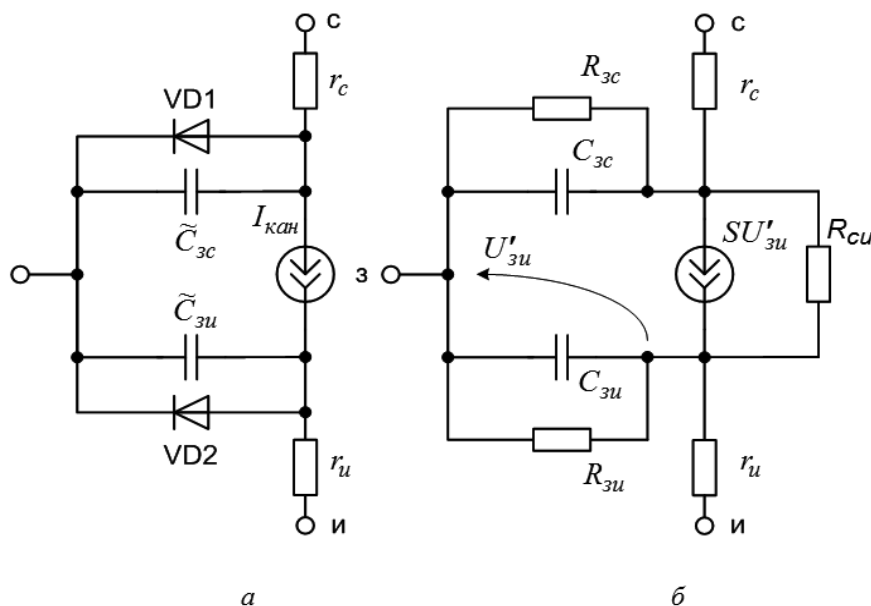


Рис. 6.4 – Нелинейная универсальная (а) и малосигнальная (б) эквивалентные схемы полевого транзистора с управляющим p - n -переходом

Сопротивления $r_{и}$ и r_c могут иметь значительную величину (до 100 Ом и более) и оказывают существенное влияние на параметры транзистора.



Выводы

Наличие сопротивления $r_{и}$ уменьшает крутизну, сужает полосу рабочих частот, увеличивает напряжение насыщения и тепловые потери. Влияние сопротивления проявляется в увеличении напряжения насыщения и тепловых потерь.

Тем не менее сопротивления $r_{и}$, r_c могут быть исключены из эквивалентной схемы, а их влияние отражено введением эффективной крутизны S^* и эффективного дифференциального сопротивления канала $R_{си}^*$.

$$S^* = \frac{R_{си}}{R_{си} + r_{и} + r_c} \cdot \frac{S}{1 + Sr_{и}}, \quad R_{си}^* = R_{си} + r_{и} + r_c.$$

В результате малосигнальная эквивалентная схема принимает вид см. рисунок 6.5.

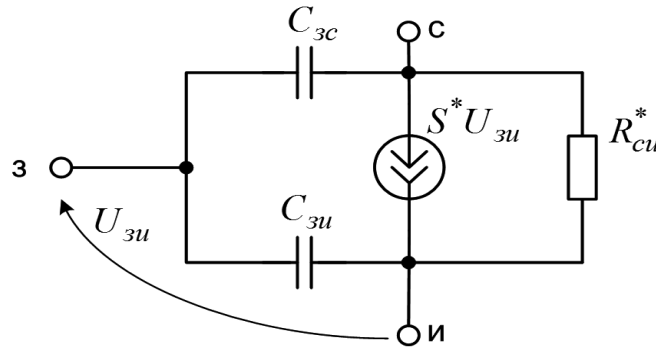


Рис. 6.5 – Упрощенная малосигнальная эквивалентная схема полевого транзистора с управляющим p - n -переходом

6.5 Инерционные свойства полевых транзисторов с управляющим переходом

Инерционные свойства полевого транзистора с управляющим p - n -переходом определяются главным образом конечной скоростью движения носителей заряда в канале, а также емкостями, присущими их физической структуре: распределенными емкостями между затвором и каналом и паразитными емкостями между электродами полевого транзистора.

В первом приближении распределенные емкости между затвором и каналом можно представить эквивалентной сосредоточенной емкостью затвора C_3 и принять, что канал на всей длине имеет одинаковую площадь поперечного сечения wZ . Тогда емкость C_3 можно оценить как емкость плоского конденсатора, обкладкам которого соответствуют область затвора и канал:

$$C_3 = \frac{\epsilon_0 \epsilon L Z}{a - w}. \quad (6.27)$$

Инерционность процессов перезаряда эквивалентной емкости затвора характеризуется постоянной времени затвора τ_3 :

$$\tau_3 = R_k C_3, \quad (6.28)$$

где $R_k = \rho L / (wZ)$ — сопротивление канала.

Поскольку сечение канала на разных участках различно, при определении постоянной времени затвора τ_3 используют среднее значение толщины канала $w = a/2$, тогда средние значения емкости затвора \bar{C}_3 и сопротивления канала \bar{R}_k :

$$\bar{C}_3 = \frac{2\epsilon_0 \epsilon L Z}{a}, \quad \bar{R}_k = \frac{2\rho L}{aZ}, \quad (6.29)$$

а постоянная времени затвора:

$$\tau_3 = \bar{R}_k \bar{C}_3 = \frac{4\epsilon_0 \epsilon \rho L^2}{a^2}. \quad (6.30)$$

Конечная скорость движения носителей заряда в канале отражается использованием операторной крутизны:

$$S(p) = \frac{S}{1 + p\tau_s}, \quad (6.31)$$

где $\tau_s \approx \tau_3$ — постоянная времени крутизны.

6.6 Полевые транзисторы с изолированным затвором



.....
Полевой транзистор с изолированным затвором — это полевой транзистор, затвор которого электрически изолирован от проводящего канала диэлектрическим слоем, а модуляция проводимости канала обусловлена изменением концентрации носителей заряда за счет эффекта поля в структуре металл-диэлектрик-полупроводник.

Конструктивную основу транзистора с изолированным затвором составляет структура металл-диэлектрик-полупроводник, у поверхности высокоомной подложки которой с противоположных сторон от затвора сформированы сильнолегированные области стока и истока, обладающие противоположным по отношению к подложке типом электропроводности. От областей стока и истока, от металлического затвора, а иногда и от подложки выполняются металлические контакты с одноименными внешними выводами. Вывод подложки может использоваться как дополнительный управляющий электрод (второй затвор), однако чаще всего он электрически соединен с истоком. Области стока и истока образуют с подложкой электронно-дырочные переходы, однако выпрямляющие электрические переходы под стоком и истоком могут быть выполнены и в виде выпрямляющих переходов Шоттки нанесением металлических электродов непосредственно на подложку. Использование переходов Шоттки может обеспечить ряд технологических преимуществ и улучшить характеристики транзистора. Так, переходы Шоттки имеют сравнительно малую толщину, облегчая создание транзисторов с короткими проводящими каналами. Формирование переходов Шоттки происходит при относительно низкой температуре, что способствует повышению качества диэлектрического слоя, а также минимизации транзисторной структуры.

Реализация транзисторов с изолированным затвором на основе МДП-структур обусловила другое распространенное их название — транзисторы типа металл-диэлектрик-полупроводник или МДП-транзисторы. Как правило, МДП-транзисторы изготавливаются из кремния, а в качестве подзатворного диэлектрика используется тонкая пленка диоксида кремния SiO_2 , поэтому такие транзисторы называют транзисторами типа металл-оксид-полупроводник или МОП-транзистор. Если в транзисторе используется двухслойный диэлектрик (нитрид кремния Si_3N_4 и SiO_2), то прибор называют МНОП-транзистором (металл-нитрид-оксид-полупроводник).

Существует две разновидности МДП-транзисторов: со встроенным и с индуцированным каналами.

В МДП-транзисторах со встроенным каналом токопроводящий канал между областями стока и истока формируется при изготовлении прибора в виде тонкого приповерхностного инверсного по отношению к подложке слоя. МДП-транзисторы могут работать как в режиме обеднения канала носителями заряда, когда проводимость канала уменьшается, так и в режиме обогащения, когда проводимость канала увеличивается.

В МДП-транзисторах с индуцированным каналом токопроводящий канал между стоком и истоком изначально отсутствует, а возникает только под действием напряжения, приложенного к затвору. Транзисторы с индуцированным каналом работают только в режиме обогащения канала носителями заряда.

6.7 МДП-транзисторы с индуцированным каналом

Структура МДП-транзистора с индуцированным каналом n -типа представлена на рисунке 6.6.

Между стоком и истоком МДП-транзистора подается напряжение $U_{си}$ такой полярности, чтобы при образовании канала основные носители заряда двигались в направлении от истока к стоку. Управляющее напряжение прикладывается к затвору относительно истока и может быть любой полярности, так как затвор изолирован от канала слоем диэлектрика. При наличии вывода подложки на него относительно истока можно подавать напряжение $U_{пи}$ только такой полярности, которое обеспечивает смещение p - n -перехода исток-подложка в обратном направлении. Прямое включение перехода исток-подложка недопустимо, поскольку вызывает появление большого тока в цепи дополнительного управляющего электрода. Для МДП-транзистора с каналом n -типа $U_{си} > 0$, $U_{пи} < 0$.

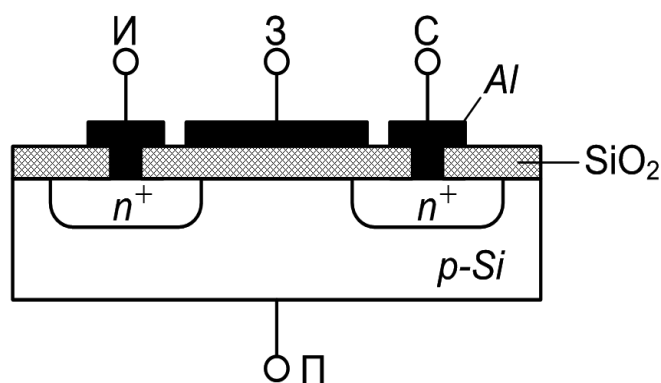


Рис. 6.6 – Структура МДП-транзистора с индуцированным каналом n -типа

При $U_{зи} = 0$ токопроводящий канал отсутствует, а на участке между истоком и стоком находятся два встречно включенных p - n -перехода исток-подложка и сток-подложка. Поэтому при подаче напряжения $U_{си} > 0$ в цепи стока будет протекать ничтожно малый ток, представляющий собой обратный ток p - n -перехода сток-подложка.

Если на затвор подать отрицательное напряжение $U_{зи} < 0$, то приповерхностный слой подложки окажется в режиме обогащения дырками, образования токопроводящего канала не произойдет и ток стока практически не изменится.

Если же на затвор подавать возрастающее положительное напряжение $U_{зи} > 0$, то сначала у поверхности подложки возникнет слой, обедненный дырками (область пространственного заряда некомпенсированных ионизированных акцепторных атомов), а при напряжении $U_{зи} = U_{пор}$, называемом пороговым напряжением, — инверсный слой электронов, который и является токопроводящим каналом. В результате подачи напряжения $U_{си} > 0$ в канале создается продольное электрическое поле, под действием которого электроны инверсного слоя будут осуществлять дрейф от истока к стоку, создавая во внешней цепи ток стока I_c , направленный от стока к истоку. Дальнейшее увеличение напряжения $U_{зи} > U_{пор}$ вызывает увеличение концентрации носителей заряда в канале, что, в свою очередь, ведет к возрастанию проводимости канала, а следовательно, и росту тока стока.

Ток I_c , протекающий через канал, создает по длине последнего падение напряжения, в результате чего потенциал поверхности полупроводника возрастает, а разность потенциалов между затвором и поверхностью уменьшается от истока к стоку. Соответственно в направлении от истока к стоку уменьшается напряженность поперечного электрического поля, а значит, и удельный заряд электронов в канале.

При определенном напряжении между стоком и истоком, называемом напряжением насыщения $U_{си.нас}$, разность потенциалов между затвором и поверхностью полупроводника около стока становится равной пороговому напряжению $U_{пор}$ и канал у области стока перекрывается. Таким образом,

$$U_{си.нас} = U_{зи} - U_{пор}. \quad (6.32)$$

Если $U_{си} > U_{си.нас}$, то канал перекрывается не в одной точке, а на участке конечной длины ΔL вблизи стока. Область перекрытия представляет собой часть обедненного слоя обратносмещенного p - n -перехода сток-подложка. С ростом напряжения $U_{си} > U_{си.нас}$ участок ΔL перекрытия канала увеличивается, а эффективная длина канала $L = L_0 - \Delta L$ уменьшается, то есть происходит модуляция длины канала. Разность потенциалов между затвором и поверхностью полупроводника в конце канала остается равной пороговому напряжению $U_{пор}$, поэтому из (6.32) следует, что продольное напряжение, приложенное к каналу, остается постоянным и равным $U_{си.нас}$, а разность напряжений $(U_{си} - U_{си.нас})$ прикладывается к участку перекрытия. Напряженность продольного электрического поля на этом участке значительно больше, чем в канале, следовательно, электроны, достигающие конца канала, захватываются сильным электрическим полем и переносятся из канала в область стока (происходит экстракция). В результате, несмотря на перекрытие канала, уменьшения тока стока не происходит. Напротив, из-за уменьшения эффективной длины канала происходит уменьшение его сопротивления, что при неизменном падении напряжения $U_{си.нас}$ способствует увеличению тока стока. Однако если $\Delta L \ll L_0$, то изменение тока незначительно, и режим работы при $U_{си} > U_{си.нас}$ называют режимом насыщения. Если же ΔL и L_0 соизмеримы, что характерно для транзисторов с коротким каналом, распространенным в микроэлектронике, то изменение тока стока после перекрытия канала значительно, и насыщения тока не наблюдается.

При достаточно большом напряжении $U_{си}$ область перекрытия может распространиться вплоть до истока, то есть происходит полное перекрытие канала, которое соответствует смыканию обедненных слоев обоих p - n -переходов исток-подложка и сток-подложка и обычно наблюдается в транзисторах с коротким каналом. В результате напряженность продольного электрического поля резко возрастает, вызывая снижение потенциального барьера и резкое увеличение инжекции электронов из истока, которые сильным полем переносятся в сток, что приводит к значительному росту тока. Таким образом, сквозное перекрытие канала является разновидностью пробоя транзистора.

В транзисторах с большой длиной канала напряжение, при котором может возникнуть сквозное перекрытие канала, превышает напряжение лавинного пробоя стокового p - n -перехода, поэтому сквозное перекрытие не достигается.

6.8 Статические характеристики МДП-транзисторов с индуцированным каналом

Как и для всех полевых транзисторов, важнейшими статическими характеристиками МДП-транзисторов с индуцированным каналом являются семейства выходных (стоковых) и передаточных (стоко-затворных) статических характеристик.

Выходные характеристики

Семейство выходных характеристик МДП-транзистора с индуцированным каналом представлено на рисунке 6.7, а.

Характер выходных статических характеристик МДП-транзистора с индуцированным каналом аналогичен характеру таких же характеристик транзистора с управляющим переходом.

Характеристики выходят из начала координат, монотонно возрастают и содержат три области: крутую (линейную) область, область насыщения и область пробоя.

В крутой области с увеличением напряжения $U_{си}$ ток I_c сначала растет почти линейно, пока канал вблизи стока слабо деформирован. Углы наклона характеристик при этом увеличиваются с ростом напряжения $U_{зи}$. Далее нарастание тока I_c замедляется, поскольку канал вблизи стока сужается и его сопротивление растет. Наконец, при $U_{си} = U_{си.нас}$ канал смыкается и начинается участок насыщения, на котором ток I_c незначительно растет при увеличении напряжения $U_{си}$.

При увеличении абсолютного значения напряжения $U_{зи}$ выходные характеристики смещаются вверх, а напряжение насыщения $U_{си.нас}$ увеличивается.

На семействе выходных характеристик, в отличие от транзистора с управляющим переходом, отсутствует характеристика с параметром $U_{зи} = 0 < U_{пор}$, поскольку канал индуцируется только при $U_{зи} > U_{пор}$. Характеристика при $U_{зи} \approx U_{пор}$ представляет собой характеристику обратного смещенного стокового p - n -перехода.

При больших напряжениях $U_{си}$ возникает пробой МДП-транзистора, который может быть двух видов: пробой p - n -перехода сток-подложка или пробой подзатворного диэлектрика.

Пробой p - n -перехода обычно носит лавинный характер. При этом на пробивное напряжение $U_{\text{си.проб}}$ влияет напряжение на затворе: так как на сток и на затвор транзистора с индуцированным каналом подаются напряжения одной полярности, то с увеличением напряжения $U_{\text{зи}}$ напряжение $U_{\text{си.проб}}$ растет.

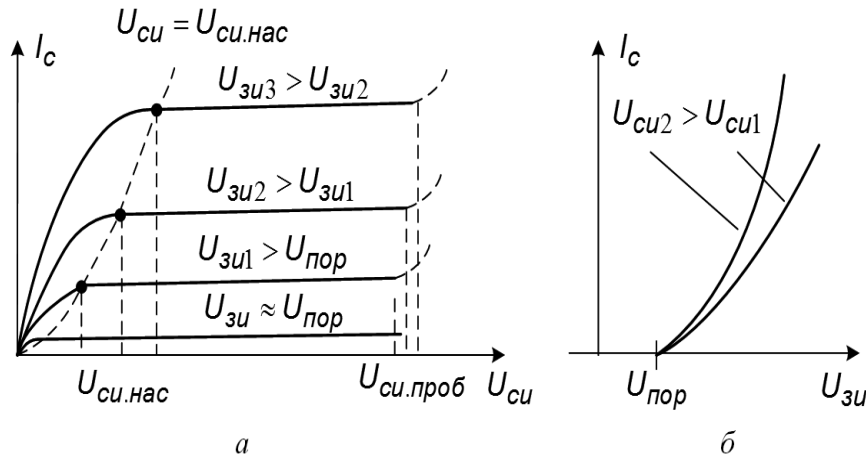


Рис. 6.7 – Семейства выходных (а) и передаточных (б) характеристик МДП-транзистора с индуцированным каналом n -типа

Передаточные характеристики

Семейство передаточных стоко-затворных характеристик МДП-транзистора с индуцированным каналом представлено на рисунке 6.7, б.

При $U_{\text{зи}} < U_{\text{пор}}$ токопроводящий канал отсутствует и ток стока $I_c \approx 0$. При $U_{\text{зи}} > U_{\text{пор}}$ характеристики монотонно возрастают, что следует из принципа действия транзистора. Поскольку с ростом напряжения $U_{\text{си}}$ при неизменном напряжении $U_{\text{зи}}$ ток стока возрастает даже в режиме насыщения, то передаточные характеристики с увеличением параметра $U_{\text{си}}$ смещаются вверх. Если параметр $U_{\text{си}}$ соответствует области насыщения, то характер передаточной характеристики является приблизительно квадратичным. Если же параметр $U_{\text{си}}$ соответствует крутой области выходных характеристик, то передаточная характеристика практически линейна.

Аналитическое описание статических характеристик

Аналитическое описание статических характеристик МДП-транзистора получим на основе упрощенной структуры рабочей части транзистора, представленной на рисунке 6.8, с учетом следующих допущений: в канале учитывается только дрейфовая составляющая тока; подвижность носителей заряда в канале не зависит от напряженности электрического поля; концентрация легирующей примеси в подложке всюду одинакова; обратные токи через p - n^+ - переходы стока и истока, а также ток через подзатворный диэлектрик равны нулю; напряженность E_y поперечного электрического поля в канале значительно превышает напряженность E_x продольного поля; толщина канала мала и напряженность E_x в произвольном поперечном сечении канала постоянна.

Плотность тока в поперечном сечении канала, расположенном на расстоянии x от области истока, определяется выражением

$$j_c(x, y) = q_e \mu_n n(x, y) E_x. \quad (6.33)$$

Сила тока стока определяется интегрированием (6.33) по ширине затвора и глубине канала:

$$I_c = Z \mu_n \sigma_n(x) E_x, \quad (6.34)$$

где h_x — глубина канала в поперечном сечении с координатой x ; $\sigma_n(x) = \int_0^{h_x} q_e n(x, y) dy$ — удельный заряд электронов в канале, приходящийся на единицу площади затвора.

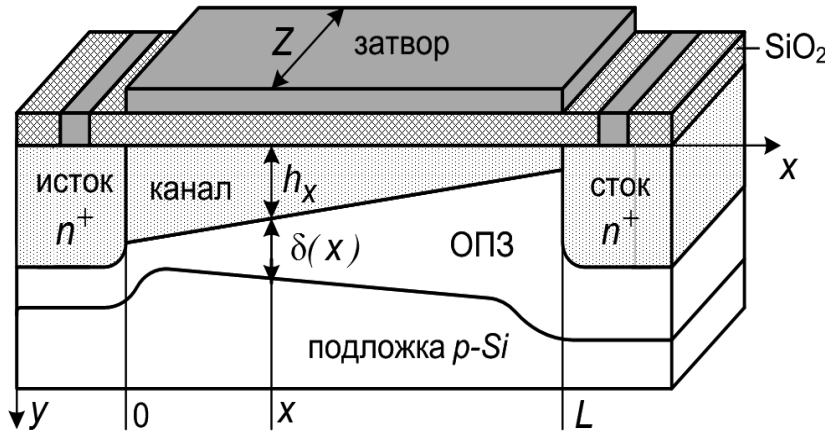


Рис. 6.8 – Упрощенная структура рабочей части МДП-транзистора

Удельный заряд $\sigma_n(x)$ определяется из условия электрической нейтральности:

$$\sigma_n(x) = \sigma_z(x) - \sigma_A - \sigma_s, \quad (6.35)$$

где $\sigma_z(x)$, σ_A — удельные заряды затвора и ионизированной акцепторной примеси в области пространственного заряда МОП-структуры; σ_s — равновесный удельный поверхностный заряд, включающий в себя заряд поверхностных состояний полупроводника и заряд, обусловленный присутствием в диэлектрике ионизированных примесных атомов.

Удельный заряд затвора определяется выражением:

$$\sigma_z(x) = C_d U_d(x) = C_d [U_{зи} - U_{ки}(x)], \quad (6.36)$$

где $C_d = (\epsilon_0 \epsilon_d) / d$ — удельная емкость затвора относительно поверхности полупроводника; ϵ_d , d — относительная диэлектрическая проницаемость и толщина подзатворного диэлектрика; $U_{ки}(x)$ — разность потенциалов между точкой канала с координатой x и истоком.

Из (6.36) и (6.35) следует:

$$\sigma_n(x) = C_d [U_{зи} - U_{ки}(x)] - \sigma_A - \sigma_s, \quad (6.37)$$

Так как при $U_{зи} \leq U_{пор}$ токопроводящий канал отсутствует, то справедливо $\sigma_n(x) = 0$, $U_{ки}(x) = 0$ и из (6.37) находим

$$U_{пор} = \frac{\sigma_A + \sigma_s}{C_d}. \quad (6.38)$$

Подставляя (6.37) в (6.34) с учетом (6.38) и решая полученное уравнение с граничными условиями $U_{ки}(0) = 0$, $U_{ки}(L) = U_{си}$, получим уравнение вольт-амперной характеристики вида:

$$I_c = k \left[(U_{зи} - U_{пор}) U_{си} - \frac{U_{си}^2}{2} \right], \quad (6.39)$$

где $k = Z\mu_n C_d / L$ — удельная крутизна МДП-транзистора.

При типичных значениях параметров $\mu_n = 200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $C_d = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$ и $Z/L = 10$ получаем $k = 60 \text{ мкА/В}^2$.

Выражение (6.39) соответствует крутым участкам вольт-амперных характеристик МДП-транзистора.

Поскольку продольное напряжение, приложенное к каналу в условиях перекрытия, остается постоянным: $U_{си.нас} = U_{зи} - U_{пор}$, то, подставляя $U_{си.нас} = U_{зи} - U_{пор}$ в (6.39), получим вольт-амперную характеристику транзистора в режиме насыщения:

$$I_c = \frac{k}{2} (U_{зи} - U_{пор})^2. \quad (6.40)$$

Если подложка не соединена с истоком и имеет по отношению к последнему отрицательный потенциал, то напряжение $U_{пи}$ между подложкой и истоком может выступать в качестве управляющего подобно напряжению $U_{зи}$.

Влияние напряжения $U_{пи}$ на ток I_c оценивается выражением:

$$I_c = k \left[\left(U_{зи} - U_{пор} - \frac{2}{3} \eta |U_{пи}| \right) U_{си} - \frac{1 + \eta}{2} U_{си}^2 \right], \quad (6.41)$$

где $\eta = (1/(3C_d)) \sqrt{q_e \epsilon_0 \epsilon_n N_A / \Phi_v}$, ϵ_n — относительная диэлектрическая проницаемость материала подложки.

Из (6.41) легко получить выражение для напряжения насыщения

$$U_{си.нас} = \frac{1}{1 + \eta} \left[U_{зи} - U_{пор} - \frac{2}{3} \eta |U_{пи}| \right] \quad (6.42)$$

и выражение для вольтамперной характеристики транзистора в режиме насыщения

$$I_c = \frac{k}{2(1 + \eta)} \left[U_{зи} - U_{пор} - \frac{2}{3} \eta |U_{пи}| \right]^2. \quad (6.43)$$

6.9 МДП-транзисторы со встроенным каналом

Токопроводящий канал под затвором МДП-транзистора может быть создан в результате локальной диффузии или ионной имплантации соответствующих примесей в приповерхностный слой подложки. Он может возникнуть из-за перераспределения примесей в приповерхностном слое подложки в процессе термического окисления поверхности. Наконец, канал может появиться из-за фиксированного

заряда в подзатворном слое диэлектрика, на поверхностных энергетических уровнях, а также из-за контактной разности потенциалов между затвором и подложкой (рис. 6.9).

Наличие встроенного канала приводит к тому, что при отсутствии смещения на затворе ($U_{зи} = 0$) через транзистор под действием напряжения $U_{си}$ протекает ток стока, определяемый исходной проводимостью канала. Таким образом, МДП-транзистор со встроенным каналом представляет собой нормально открытый полупроводниковый прибор.



.....
Модуляция сопротивления проводящего канала происходит при
обеих полярностях управляющего напряжения, подаваемого на за-
твор относительно истока.
.....

В транзисторе с каналом n -типа при $U_{зи} > 0$ электрическое поле затвора втягивает в канал электроны из подложки и областей стока и истока. В результате канал обогащается основными носителями заряда и его проводимость увеличивается. Рост управляющего напряжения $U_{зи} > 0$ приводит к росту проводимости канала, а следовательно, и тока стока. Транзистор работает в режиме обогащения.

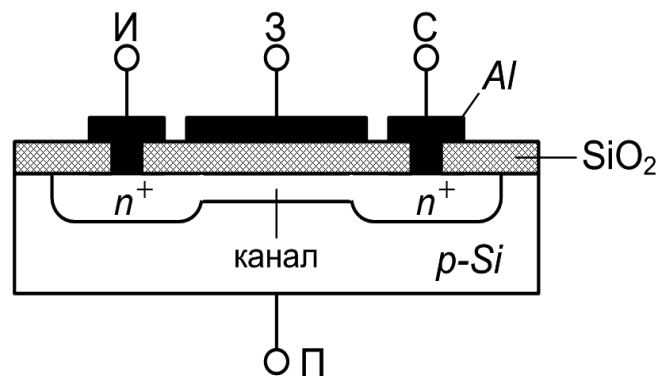


Рис. 6.9 – Структура МДП-транзистора со встроенным каналом n -типа

Когда $U_{зи} < 0$, электрическое поле затвора вытесняет электроны из проводящего канала в область подложки, канал обедняется основными носителями заряда, проводимость его, а следовательно, и ток стока уменьшаются. Транзистор работает в режиме обеднения. При значении отрицательного напряжения затвор-исток $U_{зи.отс}$, называемом напряжением отсечки, электроны практически полностью вытесняются из канала, последний исчезает, а ток транзистора уменьшается до малой величины, определяемой токами утечки.

Хотя влияние управляющего напряжения на ток стока транзисторов с индуцированным и встроенным каналами имеет отличия, различия структур таких транзисторов достаточно условные, а принцип действия и физические процессы одинаковы.

Как следствие, статические характеристики МДП-транзисторов со встроенным и индуцированным каналами аналогичны по форме и математическому описанию, но по-разному смещены относительно осей координат.

Семейство выходных характеристик транзистора со встроенным каналом (рис. 6.10, а) содержит характеристику с параметром $U_{зи} = 0$. Как и для транзистора с управляющим переходом, ток стока области насыщения этой характеристики называют *начальным током стока* $I_{с.нач}$. При $U_{зи} \neq 0$ выходные характеристики смещаются либо вверх, либо вниз в зависимости от полярности напряжения $U_{зи}$ и типа электропроводности канала.

Передаточные характеристики транзистора со встроенным каналом (рис. 6.10, б) смещены по оси управляющего напряжения $U_{зи}$ в точку $U_{зи.отс}$.

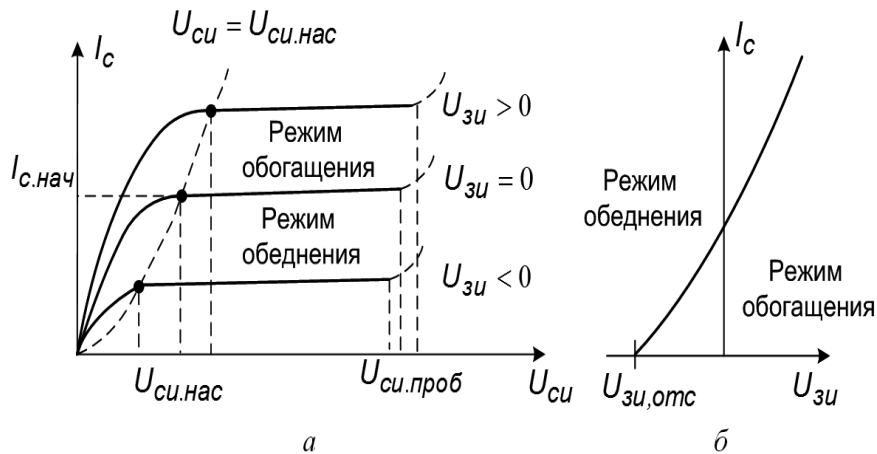


Рис. 6.10 – Выходные (а) и передаточная (б) характеристики МДП-транзистора со встроенным каналом n -типа

Для аналитического описания характеристик транзистора со встроенным каналом можно использовать соотношения, соответствующие МДП-транзистору с индуцированным каналом, в которых вместо порогового напряжения $U_{пор}$ следует использовать напряжение отсечки $U_{зи.отс}$, определяемое выражением

$$U_{зи.отс} = \frac{\sigma_A + \sigma_s - \sigma_L}{C_d}, \quad (6.44)$$

где σ_L — доза легирования канала (число атомов примеси, введенных через единицу поверхности).

6.10 Статические параметры МДП-транзисторов

МДП-транзисторы находят применение как в аналоговой усилительной технике, так и в ключевых (импульсных) схемах.

При усилении малых переменных сигналов используется работа транзистора в области насыщения, что обеспечивает наименьшие нелинейные искажения. Следовательно, усилительные свойства МДП-транзисторов характеризуются малосигнальными параметрами, определяемыми в области насыщения: крутизной, дифференциальным сопротивлением канала, коэффициентом усиления.

Основными параметрами, характеризующими ключевые свойства МДП-транзистора, являются сопротивление канала включенного транзистора и остаточное напряжение.

Крутизна МДП-транзистора

Поскольку в МДП-транзисторе управляющее напряжение может прикладываться и к затвору, и к подложке, различают крутизну S транзистора по затвору и крутизну S_{Π} по подложке.

Крутизна S в области насыщения определяется выражением:

$$S = \frac{dI_c}{dU_{зи}} = k (U_{зи} - U_{пор}). \quad (6.45)$$

Крутизна линейно зависит от эффективного напряжения на затворе ($U_{зи} - U_{пор}$), а при заданном эффективном напряжении пропорциональна удельной крутизне k . Крутизна МДП-транзистора однозначно связана с током стока:

$$S = \sqrt{2kI_c}. \quad (6.46)$$



Выводы

Крутизна МДП-транзистора возрастает с уменьшением толщины подзатворного диэлектрика и длины канала, а также с увеличением ширины канала и ростом подвижности основных носителей заряда.

Если потенциал подложки относительно истока отличен от нуля, то различают крутизну МДП-транзистора по затвору

$$S = \frac{k}{(1 + \eta)} \left[U_{зи} - U_{пор} - \frac{2}{3} \eta |U_{пи}| \right] \quad (6.47)$$

и крутизну МДП-транзистора по подложке

$$S_{\Pi} = \frac{dI_c}{d|U_{пи}|} = -\frac{2\eta k}{3(1 + \eta)} \left[U_{зи} - U_{пор} - \frac{2}{3} \eta |U_{пи}| \right], \quad (6.48)$$

где знак «минус» говорит о том, что ток стока уменьшается при увеличении абсолютного значения обратного напряжения на переходе исток-подложка.

Соотношение S и S_{Π} зависит от параметра η , то есть в конечном счете от толщины подзатворного диэлектрика и степени легирования подложки. У обычных кремниевых МДП-транзисторов $|S_{\Pi}| < S$.



Выводы

Если затвор соединить с подложкой, то МДП-транзистор будет характеризоваться суммарной крутизной $S + |S_{\Pi}|$.

Дифференциальное сопротивление канала

В области насыщения МДП-транзистора дифференциальное сопротивление канала определяется эффектом модуляции его длины, причем перекрытая часть канала представляет собой обратно смещенный p - n -переход сток-подложка, к которому приложено напряжение $U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}}$.

Для МДП-транзистора остаются в силе все соотношения и допущения, использованные при выводе формулы дифференциального сопротивления канала транзистора с управляющим переходом. Следовательно, дифференциальное сопротивление канала МДП-транзистора определяется выражением:

$$R_{\text{си.нас}} = L \sqrt{\frac{2q_e N_A}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{п}}}} \cdot \frac{\sqrt{U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}}}}{I_c}. \quad (6.49)$$

Коэффициент усиления по напряжению

Выражение для коэффициента усиления МДП-транзистора по напряжению:

$$\mu = SR_{\text{си.нас}} = 2 \sqrt{\frac{U_{\text{си}} - U_{\text{си.нас}}}{I_c}} \cdot \sqrt{\frac{q_e N_A C_d \mu_n LZ}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{п}}}}, \quad (6.50)$$

из которого следует, что коэффициент усиления увеличивается с ростом рабочего напряжения и с уменьшением рабочего тока.

Статические параметры импульсного режима работы

В импульсных схемах МДП-транзисторы работают в качестве ключевых элементов, поэтому основной интерес представляют статические параметры, которые характеризуют крайние рабочие точки, соответствующие запертому и максимально открытому состоянию транзистора. В качестве ключевых элементов наибольшее распространение нашли МДП-транзисторы с индуцированным каналом.

Запертое состояние обеспечивается выполнением условия $U_{\text{зи}} < U_{\text{пор}}$. При этом в цепи стока протекает остаточный ток, обусловленный утечками по поверхности и обратным током p - n -перехода сток-подложка. В качественных МДП-транзисторах этот ток не превышает нескольких наноампер.

Максимально открытое состояние транзистора достигается при больших значениях эффективного напряжения $U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}}$, когда рабочая точка расположена на крутом участке соответствующей характеристики и определяет остаточное напряжение $U_{\text{си.ост}}$ МДП-транзистора. На практике остаточное напряжение настолько мало, что в выражении (6.44) можно пренебречь слагаемым $U_{\text{си}}^2/2$. Тогда

$$U_{\text{си.ост}} = \frac{I_c}{k(U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}})}. \quad (6.51)$$

Другим важным параметром ключа является сопротивление во включенном состоянии. Дифференциальное сопротивление канала в ненасыщенном режиме:

$$R_{\text{си.вкл}} = \frac{dU_{\text{си}}}{dI_c} = \frac{1}{k(U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}} - U_{\text{си}})} \quad (6.52)$$

При $U_{си} \ll U_{зи} - U_{пор}$ справедливо

$$R_{си. \text{вкл}} = \frac{1}{k(U_{зи} - U_{пор})}. \quad (6.53)$$

Из (6.51) и (6.53) следует, что

$$U_{си. \text{ост}} = R_{си. \text{вкл}} I_c, \quad (6.54)$$



Выводы

то есть остаточное напряжение на МДП-транзисторе имеет чисто «омическое» происхождение, что является важным преимуществом МДП-транзисторов перед биполярными транзисторами, в которых остаточное напряжение существует даже при нулевом токе выходной цепи.

6.11 Эквивалентные схемы МДП-транзисторов

Наиболее полная эквивалентная схема с сосредоточенными параметрами для МДП-транзистора с каналом n -типа представлена на рисунке 6.11.

Эквивалентная схема включает нелинейный зависимый источник тока $I_{кан}$, управляемый напряжениями $U_{зи}$, $U_{си}$, $U_{пи}$, который описывает статические вольт-амперные характеристики транзистора.

Сопротивления $r_{зи}$, $r_{зс}$ представляют собой сопротивления утечек участков затвор-исток и затвор-сток; сопротивления r_c , r_u — сопротивления пассивных областей и выводов стока и истока; сопротивления $r_{пи}$, $r_{пс}$ — сопротивления обратно смещенных переходов подложка-исток и подложка-сток.

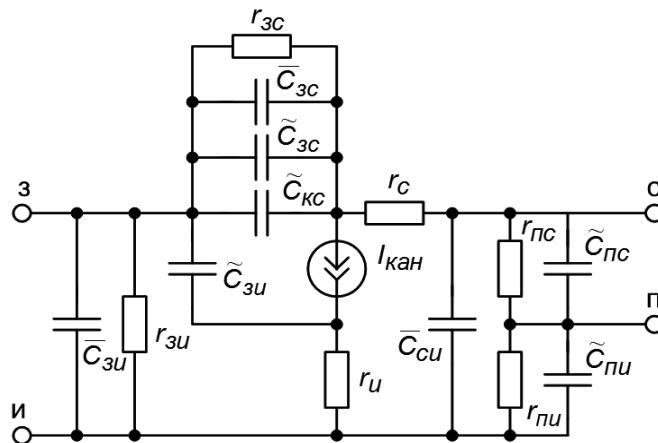


Рис. 6.11 – Нелинейная универсальная эквивалентная схема МДП-транзистора

Емкости $\bar{C}_{зи}$, $\bar{C}_{зс}$, $\bar{C}_{си}$ представляют собой постоянные межэлектродные и монтажные емкости; емкости $\tilde{C}_{си}$, $\tilde{C}_{зс}$ — нелинейные внутренние емкости, присущие МДП-структуре; $\tilde{C}_{пи}$, $\tilde{C}_{пс}$ — нелинейные емкости диодов подложка-исток и подложка-сток; $\tilde{C}_{кс}$ — нелинейная емкость между каналом и стоком, которая быстро убывает по мере приближения напряжения между стоком и истоком к напряжению насыщения.

При инженерных расчетах рассмотренную модель можно существенно упростить без большого ущерба для точности. Сопротивления $r_{зи}$, $r_{зс}$, $r_{пи}$, $r_{пс}$ характеризуются величинами порядка (10^7 – 10^{14}) Ом, а емкость $\tilde{C}_{кс}$ — величиной порядка 0,1 пФ, поэтому эти элементы можно исключить из эквивалентной схемы путем разрыва. Сопротивления r_c , r_i обладают величинами (1 – 10) Ом, следовательно, их можно исключить путем закорачивания.

После упрощений в модели образуются полные емкости $C_{зи} = \bar{C}_{зи} + \tilde{C}_{зи}$ и $C_{зс} = \bar{C}_{зс} + \tilde{C}_{зс}$, нелинейные составляющие которых $\tilde{C}_{зи}$, $\tilde{C}_{зс}$ являются сложными функциями межэлектродных напряжений. Учет нелинейности емкостей $\tilde{C}_{зи}$, $\tilde{C}_{зс}$ существенно усложняет анализ динамических режимов, однако если $\bar{C}_{зи} > \tilde{C}_{зи}$, $\bar{C}_{зс} > \tilde{C}_{зс}$ и относительные изменения полных емкостей $C_{зи}$ и $C_{зс}$ не превышают (10–20)%, то нелинейностью емкостей можно пренебречь, считая $C_{зи} = const$, $C_{зс} = const$. Кроме того, нелинейные емкости $\tilde{C}_{пи}$, $\tilde{C}_{пс}$ можно заменить интегральными постоянными емкостями.

Упрощенная эквивалентная схема МДП-транзистора представлена на рисунке 6.12.

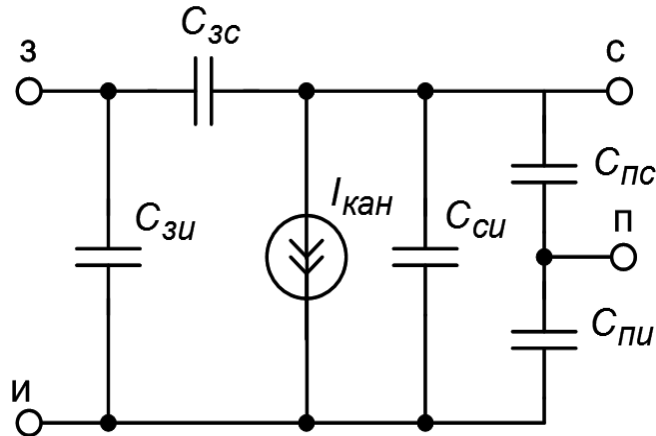


Рис. 6.12 – Упрощенная нелинейная эквивалентная схема МДП-транзистора

Для малосигнального режима работы нелинейный зависимый источник тока $I_{кан}$ вследствие линеаризации заменяется линейными зависимыми источниками тока $S U_{зи}$ и $S_p U_{пи}$, а также дифференциальным сопротивлением канала, соответствующим области насыщения. В наиболее распространенном случае, когда подложка соединена с истоком, $U_{пи} = 0$, источник тока $S_p U_{пи}$ отсутствует, а емкость $C_{пи}$ оказывается закороченной (рис. 6.13).

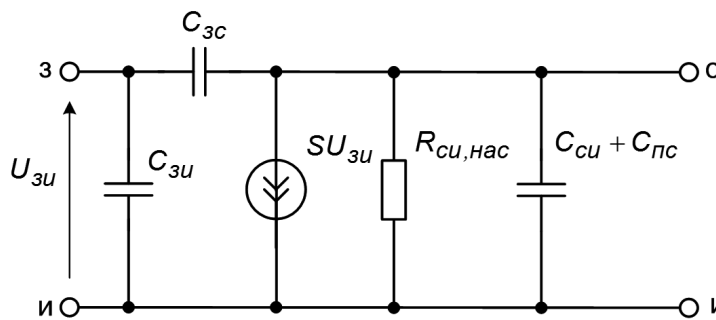


Рис. 6.13 – Малосигнальная эквивалентная схема МДП-транзистора при $U_{пи} = 0$

6.12 Инерционные свойства МДП-транзисторов

Инерционные свойства МДП-транзисторов обусловлены перезарядом емкости затвора и межэлектродных емкостей. Влияние емкости затвора состоит в том, что скачок напряжения $U_{зи}$ вызывает изменение поля в диэлектрике вблизи истока. До тех пор, пока изменение поля не распространится до области стока, ток I_c остается неизменным, причем время распространения определяется скоростью заряда емкости затвора через сопротивление канала.

Скорость перезаряда межэлектродных емкостей зависит от величины внешних сопротивлений.

Относительная роль указанных инерционных факторов неоднозначна и во многом зависит от схемы, в которой используется транзистор. Вместе с тем ясно, что перезаряд емкости затвора является лимитирующим фактором, поскольку определяет предельное быстродействие транзистора в режиме короткого замыкания цепи стока, когда влияние межэлектродных емкостей не проявляется.

Строго говоря, цепь затвора представляет собой систему с распределенными параметрами, однако в инженерной практике инерционность, вносимая емкостью затвора, зачастую отражается использованием операторной крутизны

$$S(p) = \frac{S}{1 + p\tau_S}, \quad (6.55)$$

где $\tau_S = C_z R_{си, \text{вкл}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d LZ}{kd(U_{зи} - U_{пор})} = \frac{L^2}{\mu(U_{зи} - U_{пор})}$ — постоянная времени крутизны.

Из выражения для τ_S очевидна предпочтительность транзисторов с каналом n -типа (большая подвижность), а также определяющая роль длины канала.

6.13 Усилительные свойства полевых транзисторов

Как и биполярные транзисторы, полевые транзисторы всех типов могут выполнять функции усилительных элементов. Для усиления электрических сигналов с минимальными нелинейными искажениями на затвор и на сток транзистора необходимо подать постоянные напряжения соответствующей полярности и величины, обеспечивающие работу транзистора в области насыщения. Помимо постоянного

напряжения в цепь затвора подается также переменное напряжение e_c усиливаемого сигнала, которое вызывает изменение во времени проводимости канала и, следовательно, тока стока. Переменная составляющая $i_{c\sim}$ тока стока создает на нагрузочном резисторе переменную составляющую напряжения $u_{R\sim} = Ri_{c\sim}$. При работе в области насыщения напряжение на стоке влияет на величину тока стока значительно меньше, чем напряжение на затворе, поэтому можно за счет выбора большого сопротивления нагрузочного резистора получить переменную составляющую напряжения $u_{R\sim}$, которая превышает напряжение e_c усиливаемого сигнала. При этом усиление сигнала по напряжению сопровождается усилением сигнала по мощности.

Принцип усиления электрических сигналов по мощности в полевых транзисторах можно объяснить с точки зрения передачи носителями заряда энергии постоянного электрического поля переменному электрическому полю. Постоянная составляющая поля в канале создается источником постоянного напряжения в стоковой цепи, а переменная составляющая — модуляцией проводимости канала под действием управляющего напряжения на затворе. Носители заряда движутся в канале, разгоняясь под действием постоянной составляющей электрического поля, в результате чего их энергия увеличивается за счет энергии источника питания в цепи стока. Вследствие падения напряжения на нагрузочном резисторе переменная составляющая поля в канале в любой момент времени направлена противоположно постоянной составляющей. При этом носители заряда тормозятся переменным электрическим полем, отдавая ему часть энергии. Таким образом, происходит своеобразное перекачивание энергии от источника питания в цепи стока к нагрузочному резистору.

По аналогии с биполярными транзисторами существуют три основные схемы включения полевых транзисторов: с общим истоком, общим стоком и общим затвором (рис. 6.14).

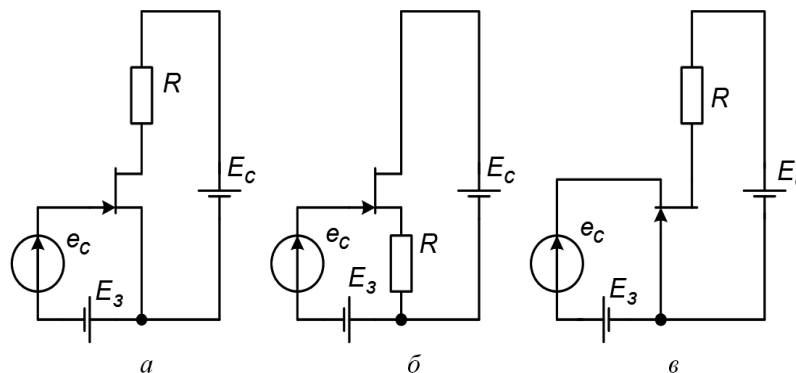


Рис. 6.14 – Схемы включения полевых транзисторов: *а* — с общим истоком, *б* — с общим стоком, *в* — с общим затвором

Для оценки усилительных свойств полевых транзисторов в малосигнальном режиме работы воспользуемся упрощенной линейной малосигнальной эквивалентной схемой (рис. 6.13), в которой для упрощения выражений не учтена выходная емкость.

Малосигнальная схема замещения каскада с общим истоком представлена на рисунке 6.15.

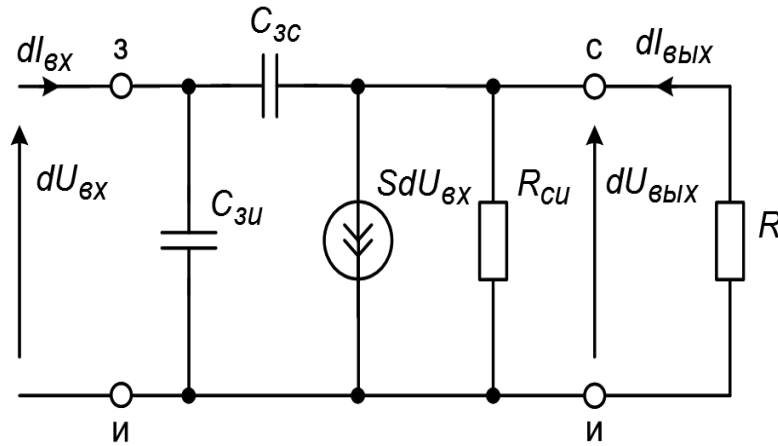


Рис. 6.15 – Малосигнальная схема замещения каскада с общим истоком

Для данной схемы справедлива система уравнений в операторной форме:

$$\begin{cases} dI_{\text{вх}} = (pC_{\text{зи}} + pC_{\text{зс}}) dU_{\text{вх}} - pC_{\text{зс}} U_{\text{вых}}, \\ dI_{\text{вых}} = (S - pC_{\text{зс}}) dU_{\text{вх}} + (G_{\text{си}} + pC_{\text{зс}}) dU_{\text{вых}}, \\ dI_{\text{вых}} = -G dU_{\text{вых}}, \end{cases} \quad (6.56)$$

где $G = R^{-1}$ — проводимость нагрузки.

Из системы (6.56) следует, что коэффициент усиления по напряжению определяется выражением:

$$k_U = \frac{dU_{\text{вых}}}{dU_{\text{вх}}} = -\frac{S - pC_{\text{зс}}}{G + G_{\text{си}} + pC_{\text{зс}}}.$$

На низких частотах $pC_{\text{зс}} \approx 0$, следовательно,

$$k_U = \frac{dU_{\text{вых}}}{dU_{\text{вх}}} = -\frac{S}{G + G_{\text{си}}} = -S(R \parallel R_{\text{си}}) \approx -SR.$$

Для входной проводимости получаем выражение

$$\begin{aligned} Y_{\text{вх}} = \frac{dI_{\text{вх}}}{dU_{\text{вх}}} &= pC_{\text{зи}} + (1 - k_U) pC_{\text{зс}} = pC_{\text{зи}} + (1 + |k_U|) pC_{\text{зс}} \approx \\ &\approx pC_{\text{зи}} + (1 + SR_{\text{си}}) pC_{\text{зс}} = pC_{\text{вх. экв}}. \end{aligned}$$

Выражения для выходной проводимости и выходного сопротивления с учетом паразитных емкостей транзистора являются громоздкими, однако на низких частотах, полагая $pC_{\text{зс}} \approx 0$ и $pC_{\text{зи}} \approx 0$, получим

$$Y_{\text{вых}} = \frac{dI_{\text{вых}}}{dU_{\text{вых}}} = G_{\text{си}}, \quad R_{\text{вых}} = \frac{1}{Y_{\text{вых}}} = R_{\text{си}}.$$

Малосигнальная схема замещения каскада с общим стоком представлена на рисунке 6.16.

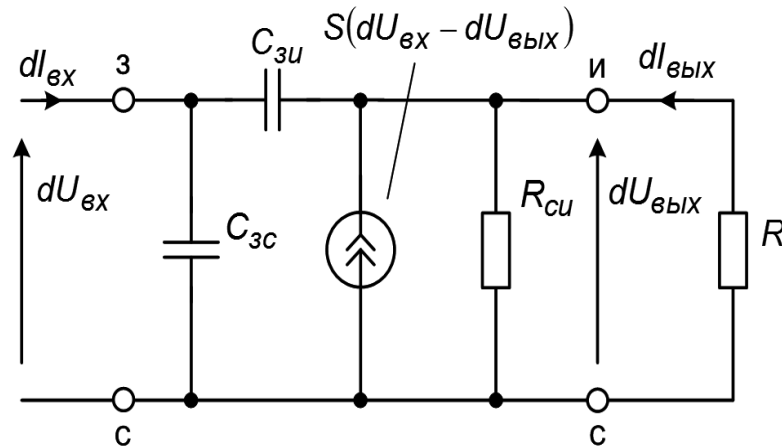


Рис. 6.16 – Малосигнальная схема замещения каскада с общим стоком

Для схемы включения транзистора с общим стоком (рис. 6.16):

$$\begin{cases} dI_{\text{вх}} = (pC_{3и} + pC_{3с}) dU_{\text{вх}} - pC_{3и} U_{\text{вых}} \\ dI_{\text{вых}} = -(S + pC_{3с}) dU_{\text{вх}} + (S + G_{\text{си}} + pC_{3и}) dU_{\text{вых}} \\ dI_{\text{вых}} = -G dU_{\text{вых}} \end{cases} \quad (6.57)$$

откуда следует

$$k_U = \frac{dU_{\text{вых}}}{dU_{\text{вх}}} = \frac{S + pC_{3и}}{S + G + G_{\text{си}} + pC_{3и}},$$

а на низких частотах

$$k_U = \frac{S}{S + G + G_{\text{си}}} = \frac{S(R \parallel R_{\text{си}})}{S(R \parallel R_{\text{си}}) + 1} \approx \frac{SR}{SR + 1} \approx 1.$$

Входная проводимость:

$$Y_{\text{вх}} = \frac{dI_{\text{вх}}}{dU_{\text{вх}}} = pC_{3с} + (1 - k_U) pC_{3и} \approx pC_{3с} = pC_{\text{вх. экв.}}$$

Выходная проводимость и выходное сопротивление на низких частотах:

$$Y_{\text{вых}} = \frac{dI_{\text{вых}}}{dU_{\text{вх}}} = G_{\text{си}} + S, \quad R_{\text{вых}} = \frac{1}{Y_{\text{вых}}} = \frac{R_{\text{си}}}{SR_{\text{си}} + 1} \approx \frac{1}{S}$$



Выводы

Анализ выражений основных параметров усилительных каскадов по схемам с общим истоком и общим стоком показывает:

- фазовый сдвиг между входным и выходным напряжениями на низких частотах в схеме с общим стоком составляет 0 эл. град. ($k_U > 0$), а в схеме с общим истоком — 180 эл. град. ($k_U > 0$);

- каскад с общим истоком усиливает входной сигнал по напряжению ($|k_U| > 1$), а каскад с общим стоком усиления по напряжению не дает ($k_U < 1$, $k_U \approx 1$);
- входное сопротивление каскадов с общим истоком и общим стоком обусловлено в основном входной паразитной емкостью, поэтому его значение велико на низких частотах и уменьшается обратно пропорционально частоте, причем входная паразитная емкость схемы с общим истоком больше, чем схемы с общим стоком;
- каскад с общим истоком обладает большим, а каскад с общим стоком малым выходными сопротивлениями.

Рассмотренные особенности основных схем включения полевых транзисторов обуславливают области их применения в усилительной технике.

Основной схемой включения является схема с общим истоком, в которой принципы работы полевых транзисторов проявляются наиболее явно и по которой определяются основные статические характеристики полевых транзисторов.

Схема с общим стоком, хотя и не обладает свойством усиления входного сигнала по напряжению, однако из-за большого входного и малого выходного сопротивлений применяется для согласования каскадов друг с другом, способствуя увеличению общего коэффициента усиления по напряжению многокаскадных усилителей. Кроме того, использование схемы с общим стоком обеспечивает снижение входной емкости. Поскольку для данной схемы $U_{\text{вых}} = k_U U_{\text{вх}} \approx U_{\text{вх}}$, а выходным электродом является исток, она получила название истокового повторителя.

Схема с общим затвором обычно не имеет самостоятельного значения, но находит применение в качестве компонента сложных усилительных схем.

6.14 Работа полевых транзисторов в импульсном режиме

Импульсный режим предполагает работу транзистора под действием больших импульсных сигналов, когда существенно проявляются его нелинейные свойства, а транзистор выступает в качестве ключевого элемента.

Такой режим работы наиболее характерен для МДП-транзисторов с индуцированным каналом, включенных по схеме с общим истоком (рис. 6.17).

В стационарном состоянии МДП-транзистор может находиться в выключенном либо во включенном состояниях, соответствующих низкому $U_{\text{вх}}^{\text{н}}$ или высокому $U_{\text{вх}}^{\text{в}}$ уровням входного управляющего напряжения.

При $U_{\text{вх}} = U_{\text{вх}}^{\text{н}} < U_{\text{пор}}$ токопроводящий канал отсутствует, транзистор закрыт и в его стоковой цепи протекает малый неуправляемый остаточный ток $I_{\text{с.отс}}$. На выходе формируется напряжение высокого уровня

$$U_{\text{вх}}^{\text{в}} = E_c - R_c I_{\text{с.отс}} \approx E_c.$$

При $U_{\text{вх}} = U_{\text{вх}}^{\text{в}} > U_{\text{пор}}$ транзистор открывается. Для обеспечения малого выходного напряжения транзистор должен работать в крутой области стоковых характеристик, что обеспечивается при условии

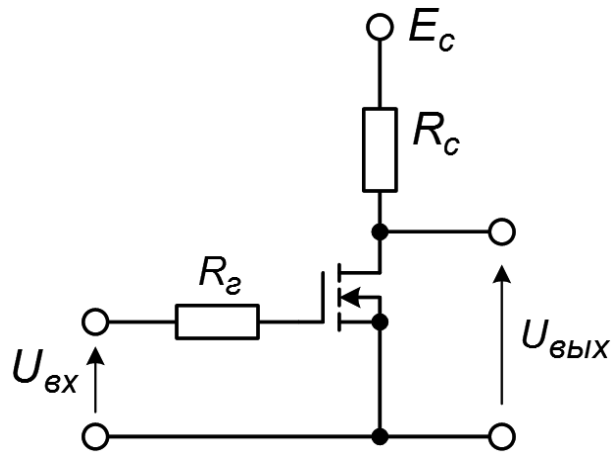


Рис. 6.17 – Схема ключа с общим истоком на МДП-транзисторе

$$U_{\text{вх}}^{\text{в}} > U_{\text{пор}} + \frac{I_{\text{с. вкл}}}{S} = U_{\text{пор}} + \sqrt{\frac{2I_{\text{с. вкл}}}{k}},$$

где $I_{\text{с. вкл}}$ — ток стока включенного транзистора.

На выходе формируется напряжение низкого уровня

$$U_{\text{вых}}^{\text{н}} = U_{\text{си. ост.}} = R_{\text{си. вкл.}} I_{\text{с. вкл.}} = \frac{R_{\text{си. вкл.}}}{R_{\text{си. вкл.}} + R_c} E_c,$$

где $R_{\text{си. вкл.}} = 1/(k(U_{\text{вх}}^{\text{в}} - U_{\text{пор}}))$ — сопротивление канала транзистора.

Инерционные свойства МДП-транзисторов при работе в импульсном режиме обусловлены, главным образом, перезарядкой паразитных емкостей.

При скачкообразном изменении входного напряжения с низкого уровня до высокого начинается процесс включения, который содержит три стадии: задержки включения, спада выходного потенциала, установления включения.

Стадия задержки включения обусловлена зарядом входной емкости транзистора до порогового напряжения. На интервале задержки включения транзистор выключен, и с достаточной точностью можно считать, что $U_{\text{си}} = \text{const.}$ Тогда $dU_{\text{зс}}/dt = (d/dt)(U_{\text{зи}} - U_{\text{си}}) = dU_{\text{зи}}/dt$. Ток затвора МДП-транзистора крайне мал, поэтому им можно без существенной погрешности пренебречь. В этом случае справедливо:

$$i_{\text{вх}} = i_{C_{\text{зи}}} + i_{C_{\text{зс}}} = (C_{\text{зи}} + C_{\text{зс}}) \frac{dU_{\text{зи}}}{dt} = C_{\text{вх}} \frac{dU_{\text{зи}}}{dt},$$

то есть входная паразитная емкость транзистора на интервале задержки включения обусловлена емкостями $C_{\text{зи}}$ и $C_{\text{зс}}$. Заряд входной емкости осуществляется по экспоненциальному закону, а длительность интервала задержки включения определяется выражением

$$\Delta t_{\text{з. вкл}} = \tau_{\text{вх}} \ln \frac{U_{\text{зи}}(\infty) - U_{\text{зи}}(0)}{U_{\text{зи}}(\infty) - U_{\text{зи}}(\Delta t_{\text{з. вкл}})},$$

где $\tau_{\text{вх}} = R_{\text{г}} C_{\text{вх}}$, $U_{\text{зи}}(\infty) = U_{\text{вх}}^{\text{в}}$, $U_{\text{зи}}(0) = U_{\text{вх}}^{\text{н}}$, $U_{\text{зи}}(\Delta t_{\text{з. вкл}}) = U_{\text{пор}}$.

В результате $\Delta t_{\text{з. вкл}} \approx C_{\text{вх}} R_{\text{г}} (U_{\text{зи. пор}} - U_{\text{вх}}^{\text{н}}) / U_{\text{вх}}^{\text{в}}$.

На стадии спада выходного потенциала МДП-транзистор открывается и переходит в область насыщения. Коэффициент усиления для приращений входного и выходного напряжений определяется выражением $k_U = -SR_c = -k(U_{зи} - U_{пор})R_c$ и при типовых значениях параметров составляет величину порядка десятков-сотен. Это свидетельствует о том, что приращение напряжения затвор-исток, определяемое как $\Delta u_{зи} = \Delta u_{си}/|k_U| = \Delta u_{вых}/|k_U|$, существенно меньше изменения выходного напряжения. На стадии спада выходного потенциала в схеме ключа действует сильная отрицательная обратная связь через емкость $C_{зс}$ (эффект Миллера), в результате чего действующее значение входной емкости МДП-транзистора резко возрастает:

$$i_{вх} = i_{C_{зи}} + i_{C_{зс}} = C_{зи} \frac{dU_{зи}}{dt} + C_{зс} \frac{d}{dt}(U_{зи} + |k_U|U_{зи}) = C_{вх.д} \frac{dU_{зи}}{dt},$$

то есть $C_{вх.д} = C_{зи} + C_{зс}(1 + |k_U|) = C_{зи} + C_{зс}(1 + SR_c)$. Возрастает также постоянная времени входной цепи $\tau_{вх.д} = R_{г}C_{вх.д}$, что приводит к характерному замедлению изменения напряжения $U_{зи}$. Таким образом, в первом приближении можно принять, что на интервале спада выходного потенциала напряжение затвор-исток остается постоянным, равным его среднему значению

$$U_{зи} = const = U_{зи.ср} = U_{зи.пор} + \frac{E_c - U_{си.ост}}{2R_cS}. \quad (6.58)$$

При типовых значениях параметров влияние емкостей $C_{зи}$ и $C_{си}$ на стадию спада выходного потенциала несущественно.

С учетом (6.58) для схемы ключа справедливы соотношения

$$i_{вх.вкл} = const = I_{вх.вкл} = \frac{U_{вх}^в - U_{зи.ср}}{R_{г}} = C_{зс} \frac{|\Delta U_{вых}|}{\Delta t}.$$

При этом выходное напряжение уменьшается практически по линейному закону.

Оценивая длительность стадии спада выходного потенциала как интервал времени изменения выходного напряжения от уровня $0,9(U_{вых}^в - U_{вых}^н)$ до уровня $0,1(U_{вых}^в - U_{вых}^н)$, то есть при $|\Delta U_{вых}| = 0,8(U_{вых}^в - U_{вых}^н) \approx 0,8(E_c - U_{си.ост})$, получаем

$$\Delta t_c = 0,8R_{г}C_{зс}(E_c - U_{си.ост}) \times \left(U_{вх}^в - U_{пор} - \frac{E_c - U_{си.ост}}{2R_cS} \right)^{-1}.$$

На стадии установления включения выходное напряжение практически не изменяется: $U_{вых} \approx U_{си.ост}$, действие внутренней обратной связи в схеме прекращается, а входная емкость $C_{вх} = C_{зи} + C_{зс}$ экспоненциально заряжается до значения $U_{вх}^в$ с постоянной времени $\tau_{вх} = R_{г}C_{вх} = R_{г}(C_{зи} + C_{зс})$ за время

$$\Delta t_{уст.вкл} \approx (3 \div 5) \tau_{вх} = (3 \div 5) R_{г}(C_{зи} + C_{зс}).$$

При скачкообразном изменении входного напряжения с высокого уровня до низкого начинается процесс выключения, который также содержит три стадии: задержки выключения, нарастания выходного потенциала, установления выключения.

Задержка выключения обусловлена разрядом входной емкости транзистора с напряжения $U_{вх}^в$ до напряжения, при котором МДП-транзистор перейдет в область насыщения: $U_{зи.кр} = U_{пор} + I_{с.вкл}/S$.

Разряд емкости происходит по экспоненциальному закону с постоянной времени $\tau_{\text{вх}} = R_{\Gamma} C_{\text{вх}} = R_{\Gamma} (C_{\text{зи}} + C_{\text{зс}})$ за интервал времени

$$\Delta t_{\text{з. выкл}} = \tau_{\text{вх}} \ln \frac{U_{\text{вх}}^{\text{в}}}{U_{\text{зи. кр}}}.$$

На стадии нарастания выходного потенциала МДП-транзистор работает в области насыщения, и справедливы допущения, сделанные для интервала спада выходного потенциала. Таким образом,

$$i_{\text{вх. выкл}} = \text{const} = -I_{\text{вх. выкл}} = -\frac{U_{\text{зи. ср}} - U_{\text{вх}}^{\text{н}}}{R_{\Gamma}} = -C_{\text{зс}} \frac{\Delta U_{\text{вых}}}{\Delta t}.$$

Оценивая длительность стадии нарастания выходного потенциала как интервал времени изменения выходного напряжения от уровня 0,1 ($U_{\text{вых}}^{\text{в}} - U_{\text{вых}}^{\text{н}}$) до уровня 0,9 ($U_{\text{вых}}^{\text{в}} - U_{\text{вых}}^{\text{н}}$), получаем

$$\Delta t_{\text{н}} = 0,8 R_{\Gamma} C_{\text{зс}} (E_{\text{с}} - U_{\text{си. ост}}) \times \left(U_{\text{пор}} + \frac{E_{\text{с}} - U_{\text{си. ост}}}{2 R_{\text{с}} S} - U_{\text{вх}}^{\text{н}} \right)^{-1}$$

На стадии установления выключения выходное напряжение практически не изменяется: $U_{\text{вых}} \approx E_{\text{с}}$, действие внутренней обратной связи в схеме прекращается, а входная емкость $C_{\text{вх}} = C_{\text{зи}} + C_{\text{зс}}$ разряжается до значения $U_{\text{вх}}^{\text{н}}$ с постоянной времени $\tau_{\text{вх}} = R_{\Gamma} C_{\text{вх}} = R_{\Gamma} (C_{\text{зи}} + C_{\text{зс}})$ за время

$$\Delta t_{\text{уст. выкл}} \approx (3 \div 5) \tau_{\text{вх}} = (3 \div 5) R_{\Gamma} (C_{\text{зи}} + C_{\text{зс}}).$$

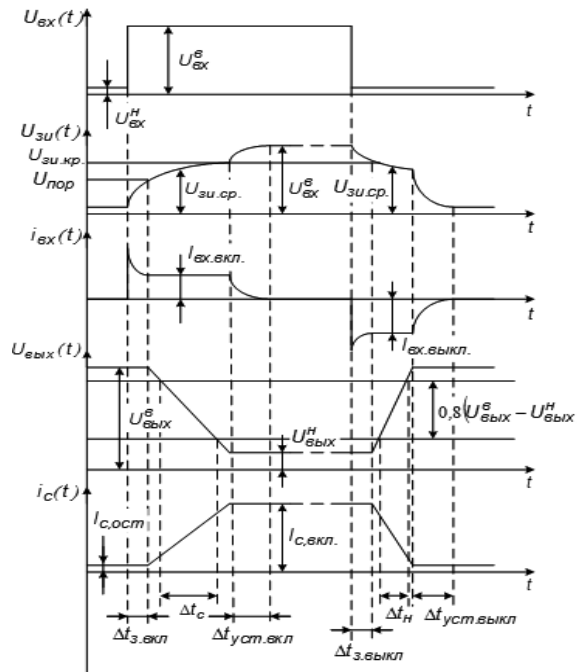


Рис. 6.18 – Временные диаграммы работы МДП-транзистора в импульсном режиме в схеме с общим истоком



Контрольные вопросы по главе 6

- 1) Напряжение затвор-исток полевого транзистора с управляющим p - n -переходом $U_{зи} = -3$ В, напряжение сток-исток на границе насыщения $U_{нас} = -3$ В. Определить напряжение отсечки по абсолютной величине.
Ответ: 6 В.
- 2) Удельная проводимость канала n -типа полевого транзистора с управляющим p - n -переходом и двумя затворами равна 8,85 См/м, подвижность электронов 0,12 м²/В·с, относительная диэлектрическая проницаемость кремния 12, толщина канала 4,8 мкм. Определить абсолютную величину напряжения отсечки в В.
Ответ: 2 В.
- 3) Крутизна полевого транзистора равна 0,6 мА/В, дифференциальное сопротивление канала в режиме насыщения составляет 300 кОм. Определить коэффициент усиления по напряжению.
Ответ: 180.
- 4) Начальный ток стока полевого транзистора с управляющим p - n -переходом 3 мА. Напряжение отсечки равно 3 В. Определить максимальную крутизну транзистора.
Ответ: 2 мА/В.
- 5) Пороговое напряжение МДП-транзистора с индуцированным каналом равно 2 В. Определить напряжение затвор-исток, при котором напряжение сток-исток на границе насыщения равно 2 В.
Ответ: 4 В.
- 6) В МДП-транзисторе отношение ширины канала к его длине равно 10, приповерхностная подвижность электронов 500 см²/В·с, удельная емкость затвора 100 нФ/см². Определить удельную крутизну.
Ответ: 500 мкА/В².
- 7) Определить крутизну МДП-транзистора с индуцированным каналом, если удельная крутизна равна 0,3 мА/В², пороговое напряжение равно 2 В, а напряжение затвор-исток равно 4 В.
Ответ: 0,6 мА/В.
- 8) МДП-транзистор работает в ключевом режиме. Определить сопротивление транзистора во включенном состоянии, если удельная крутизна равна 0,5 мА/В², пороговое напряжение 1 В, а напряжение затвор-исток равно 5 В.
Ответ: 500 Ом.
- 9) Определить выходное сопротивление усилительного каскада с общим стоком на низких частотах, если дифференциальное сопротивление канала равно 500 кОм, а крутизна составляет 0.5 мА/В.
Ответ: 2 кОм.

Глава 7

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ



.....
Оптоэлектронный полупроводниковый прибор — это полупроводниковый прибор, чувствительный к электромагнитному излучению в оптическом диапазоне спектра, или излучающий электромагнитную энергию в том же диапазоне, или использующий электромагнитное излучение для своей работы.
.....

Оптический диапазон спектра электромагнитных волн занимает интервал длин волн от 1 мм до 1 нм. Он включает в себя три поддиапазона: ультрафиолетовый (1 нм — 0,38 мкм), видимый (0,38 — 0,78 мкм) и инфракрасный (0,78 мкм — 1 мм). Рабочим диапазоном полупроводниковых приборов является область длин волн 0,2 — 20 мкм.

7.1 Классификация оптоэлектронных приборов

Оптоэлектронные полупроводниковые приборы можно подразделить на полупроводниковые излучатели, приемники излучения, оптопары и оптоэлектронные интегральные микросхемы.



.....
Полупроводниковый излучатель — это оптоэлектронный полупроводниковый прибор, преобразующий электрическую энергию в энергию электромагнитного излучения в оптическом диапазоне спектра.
.....

Полупроводниковые излучатели разделяются на некогерентные и когерентные излучатели.

К некогерентным полупроводниковым излучателям относятся полупроводниковые излучатели видимой области спектра — *полупроводниковые приборы отображения информации*, а также полупроводниковые излучатели инфракрасной области спектра — *инфракрасные излучающие диоды*.

Когерентные полупроводниковые излучатели — это полупроводниковые лазеры с различными видами возбуждения, которые могут излучать электромагнитные волны с определенной амплитудой, частотой, фазой, направлением распространения и поляризацией.



.....
Полупроводниковый приемник излучения — это оптоэлектронный полупроводниковый прибор, чувствительный к электромагнитному излучению оптического диапазона или преобразующий энергию электромагнитного излучения непосредственно в электрическую энергию.

В соответствии с различным характером взаимодействия оптического излучения с веществом приемники делят на тепловые и фотоэлектрические.

В тепловых приемниках поглощенная энергия увеличивает тепловую энергию кристалла, следствием чего является изменение его физических свойств. К тепловым приемникам оптического излучения относятся болометры, терморезисторы, пироэлектрические приемники, термоэлементы.

Работа фотоэлектрических приемников основана на *внутреннем фотоэффекте* — образовании неравновесных носителей заряда внутри полупроводниковой структуры под действием оптического излучения. К фотоэлектрическим приемникам излучения относятся фоторезисторы, фотодиоды, фотоэлементы, фототранзисторы и фототиристоры.

7.2 Фототранзисторы



.....
Фототранзистор — это фотоэлектрический приемник излучения на основе транзисторной структуры, способный к внутреннему усилению фототока.

Различают биполярные и полевые фототранзисторы.

Биполярные фототранзисторы

Структура биполярного фототранзистора аналогична структуре обычного биполярного транзистора (рис. 7.1, а). Биполярный *p-n-p*-фототранзистор содержит эмиттерную область *p*⁺-типа, область базы *n*-типа, большая часть которой является

пассивной и открытой световому потоку, и широкую коллекторную область p -типа. Корпус фототранзистора содержит прозрачное окно, через которое световой поток падает на пассивную часть базы.

Если подать напряжение между базой и коллектором, сместив коллекторный переход в обратном направлении, а вывод эмиттера оставить неподключенным, то при поглощении оптического излучения в пассивной области базы и коллекторном переходе образуются неравновесные носители заряда. Неравновесные неосновные носители диффундируют к коллекторному переходу и его полем переносятся через переход, создавая фототок.

Однако обычно биполярный фототранзистор применяют при его включении по схеме с общим эмиттером. При этом вывод базы может оставаться неподключенным. Такое включение называется включением с плавающей базой и характерно только для фототранзисторов.

При включении с плавающей базой фототранзистор работает в нормальном активном режиме: эмиттерный переход смещен в прямом направлении, а коллекторный переход — в обратном. Несмотря на это, ток через прибор в отсутствии светового потока ($\Phi = 0$) невелик. Это объясняется тем, что дырки, инжектированные из эмиттера в базу, полностью не компенсируются электронами и создают в базе объемный заряд, который увеличивает потенциальный барьер эмиттерного перехода, препятствуя росту тока. В результате через фототранзистор протекает малый темновой ток $I_{\text{кт}}$.

При освещении прибора генерируемые в области пассивной базы неосновные носители заряда, проходя через коллекторный переход, создают фототок $I_{\text{ф}}$. Генерируемые основные носители заряда накапливаются в базе, что приводит к понижению потенциального барьера эмиттерного и коллекторного переходов. Из-за уменьшения высоты потенциального барьера эмиттерного перехода увеличивается инжекция дырок из эмиттера в базу. Инжектированные носители диффундируют через базу к коллекторному переходу и его электрическим полем переносятся в область коллектора. Ток инжектированных носителей и, следовательно, ток коллектора многократно превышают фототок $I_{\text{ф}}$. Таким образом, генерируемые в базе при ее освещении носители заряда не только непосредственно участвуют в создании фототока через коллекторный переход, но и стимулируют в приборе физические процессы, обуславливающие протекание тока как в обычном биполярном транзисторе.

С учетом $I_{\text{б}} = 0$ ток коллектора фототранзистора при освещении и включении с плавающей базой определяется выражением:

$$I_{\text{кф}} = \alpha I_{\text{э}} + I_{\text{ф}} + I_{\text{кт}} = \alpha I_{\text{кф}} + I_{\text{ф}} + I_{\text{кт}},$$

откуда

$$I_{\text{кф}} = \frac{1}{1 - \alpha} I_{\text{ф}} + \frac{1}{1 - \alpha} I_{\text{кт}} = (\beta + 1) I_{\text{ф}} + (\beta + 1) I_{\text{кт}}. \quad (7.1)$$

Из выражения (7.1) следует, что фототранзистор можно представить в виде эквивалентного фотодиода и усилительного транзистора (рис. 7.1, б), который увеличивает чувствительность эквивалентного фотодиода в $(\beta + 1)$ раз.

При подключении вывода базы к внешней цепи и освещении транзистора происходит изменение тока базы вследствие выхода неравновесных электронов из области базы во внешнюю цепь. Степень изменения базового тока зависит от сопро-

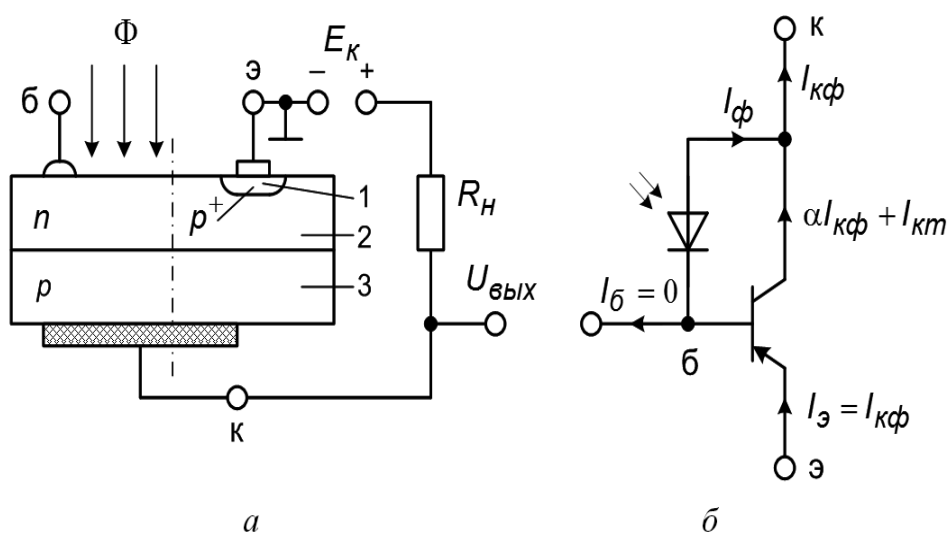


Рис. 7.1 – Структура (а) и эквивалентная схема (б) биполярного фототранзистора

тивления в цепи базы. В результате накопленный в базе заряд основных носителей уменьшается, что уменьшает усиление фототока.

Таким образом, биполярный фототранзистор обладает наибольшей чувствительностью к оптическому излучению при включении по схеме с общим эмиттером с плавающей базой. Поэтому у первых конструкций фототранзисторов вывод базы вообще отсутствовал. Однако наличие вывода базы позволяет использовать не только оптическое, но и электрическое управление фототранзистором. Вывод базы применяется для подачи смещения, задающего положение рабочей точки, и обеспечения температурной стабилизации.

Выходные вольт-амперные характеристики фототранзистора аналогичны выходным характеристикам обычного биполярного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, но параметром семейства служит не ток базы, а световой поток (рис. 7.2).

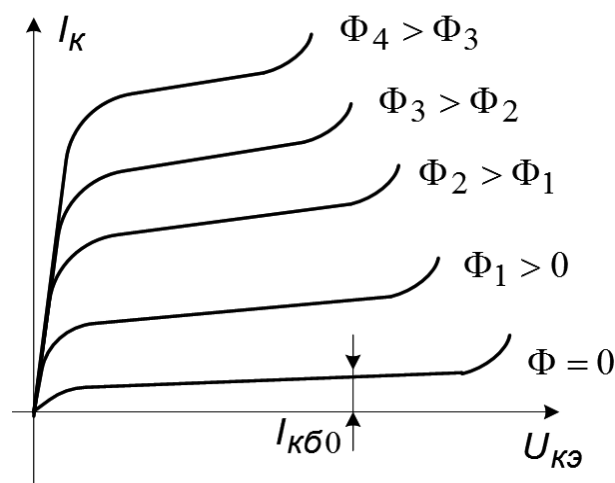


Рис. 7.2 – Семейство вольт-амперных характеристик биполярного фототранзистора

Крутой начальный участок характеристик соответствует режиму насыщения: при малых выходных напряжениях коллекторный переход за счет накопления дырок в коллекторе смещается в прямом направлении. Наклон характеристик в пологой области объясняется так же, как и для биполярного транзистора, эффектом модуляции толщины базы.

С ростом величины светового потока происходит увеличение генерируемого фототока и характеристики смещаются вверх.

Важным параметром фототранзистора служит *коэффициент усиления по фототоку* — отношение фототока коллектора фототранзистора с плавающей базой к фототоку освещаемого *p-n*-перехода, измеренному в диодном режиме.

$$K_{I\Phi} = \frac{I_{кф}}{I_{\Phi}} = \beta + 1. \quad (7.2)$$

Световая характеристика биполярного фототранзистора представляет собой зависимость тока коллектора от светового потока. Характеристика линейна только при малых значениях светового потока. С увеличением светового потока и ростом концентрации оптически генерируемых неравновесных носителей заряда повышается вероятность их рекомбинации, снижаются коэффициенты инжекции и переноса и линейная зависимость коллекторного тока от светового потока нарушается.

Интегральная токовая чувствительность фототранзистора — это отношение изменения тока коллектора фототранзистора к изменению потока излучения при холостом ходе на входе и коротком замыкании на выходе по переменному току. Для схемы с общим эмиттером токовая чувствительность равна

$$K_{\Phi} = \frac{I_{кф}}{\Phi}. \quad (7.3)$$

Благодаря большому коэффициенту внутреннего усиления фототранзисторы обладают большой интегральной чувствительностью, достигающей значений единиц А/лм.

Спектральная характеристика — зависимость фототока от длины волны падающего света.

Спектральная характеристика со стороны больших длин волн ограничивается шириной запрещенной зоны полупроводникового материала, а со стороны малых длин волн — увеличением показателя поглощения и поверхностной рекомбинации носителей заряда. Таким образом, коротковолновая граница фоточувствительности зависит от толщины базы и скорости поверхностной рекомбинации. Положение максимума спектральной характеристики зависит от скорости возрастания коэффициента поглощения с уменьшением длины волны. При более быстром возрастании максимум лежит ближе к длинноволновой границе и слабо зависит от толщины базы.

Полевые фототранзисторы

В полевом фототранзисторе с управляющим переходом (рис. 7.3, а) световой поток генерирует неравновесные носители в области затвора и переходах затвор-канал, затвор-исток и затвор-сток.

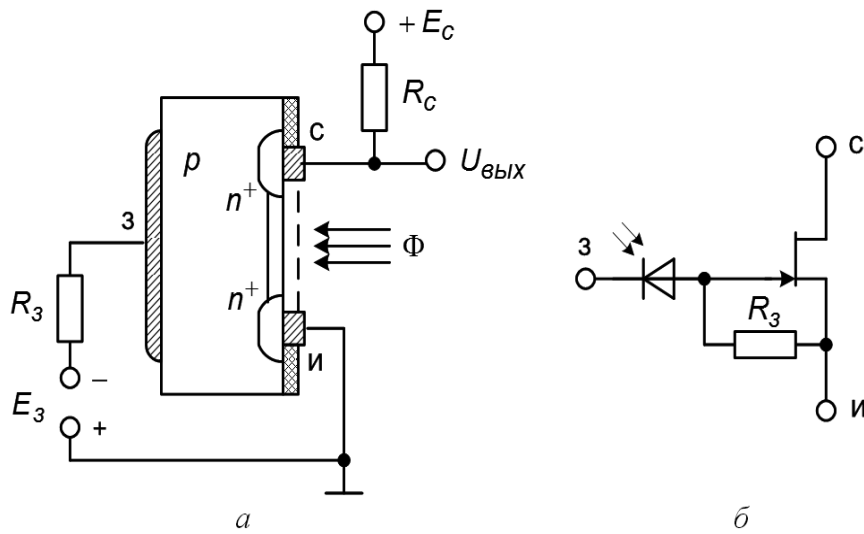


Рис. 7.3 – Структура (а) и эквивалентная схема (б) полевого фототранзистора

Электрическое поле управляющего перехода разделяет неравновесные носители, и в цепи затвора появляется фототок $I_\Phi = I_{\Phi\text{к}} + I_{\Phi\text{и}} + I_{\Phi\text{с}}$, где $I_{\Phi\text{к}}$, $I_{\Phi\text{и}}$, $I_{\Phi\text{с}}$ — фототоки переходов затвор-канал, затвор-исток и затвор-сток соответственно. Фототок I_Φ создает на резисторе R_3 в цепи затвора падение напряжения $\Delta U_{\text{зи}} = R_3 I_\Phi$, которое вызывает увеличение тока стока $\Delta I_c = S \Delta U_{\text{зи}} = S R_3 I_\Phi$. Таким образом, полевой фототранзистор эквивалентен фотодиоду затвор-канал и усилительному полевому транзистору с управляющим переходом (рис. 7.3, б).

Характеристики и параметры полевого фототранзистора аналогичны по смыслу характеристикам и параметрам биполярных фототранзисторов.

Световая характеристика линейна в ограниченной области изменения светового потока. При малых световых потоках характеристика приблизительно квадратичная, а при больших — ограничена максимальным током стока через канал.

Коэффициент усиления фототока полевого транзистора

$$K_I = \frac{\partial I_{\text{сф}}}{\partial I_\Phi} = S R_3. \quad (7.4)$$

Чувствительность по току полевого транзистора

$$K_\Phi = \frac{\partial I_c}{\partial \Phi} = S R_3 K = K_I K. \quad (7.5)$$

где K — интегральная чувствительность эквивалентного диода затвор-канал.

Чувствительность полевого фототранзистора увеличена в K_I раз по сравнению с чувствительностью эквивалентного фотодиода и достигает значений 20 — 25 А/лм. Входное сопротивление транзистора велико (10^6 — 10^8 Ом), поэтому выбором сопротивления R_3 всегда можно обеспечить высокую чувствительность.

Инерционные свойства полевого фототранзистора определяет в основном постоянная времени цепи затвора $\tau_c \approx R_3 C_{\text{пер}}$, где $C_{\text{пер}}$ — емкость перехода затвор-канал. Емкость $C_{\text{пер}}$ можно снижать только до некоторого предела изменением концентрации примесей, поскольку сокращение площади перехода снижает не только

емкость, но и чувствительность эквивалентного фотодиода. Снижение сопротивления R_3 уменьшает чувствительность и коэффициент усиления. Для малых световых потоков постоянная времени $\tau_3 \approx 10^{-7}$ с.

Структуры полевых фототранзисторов с управляющим переходом и МДП-фототранзисторов многообразны. Наибольшие быстродействие и чувствительность характерны для структуры фотодиод - полевой транзистор, так как каждая составляющая структуры оптимизирована: фотодиод — по чувствительности и быстродействию, а транзистор — по быстродействию и усилению.

7.3 Оптоэлектронные пары



.....
Оптоэлектронная пара (оптопара) — это оптоэлектронный полупроводниковый прибор, состоящий из излучающего и фотоприемного элементов, между которыми имеется оптическая связь и обеспечена электрическая изоляция (гальваническая развязка).

В качестве излучателя могут использоваться инфракрасный излучающий диод, светоизлучающий диод, электролюминисцентный порошковый или пленочный излучатель. Обычно применяют инфракрасный излучающий диод, который отличается от других излучателей большим КПД, а также простотой структуры и управления.

В качестве фотоприемного элемента могут быть использованы фоторезистор, фотодиод, биполярный фототранзистор, фототиристор или однопереходный фототранзистор. В зависимости от вида фотоприемного элемента различают резисторные, диодные, транзисторные или тиристорные оптопары (рис. 7.4). Излучающий и фотоприемный элементы помещают в общий корпус.

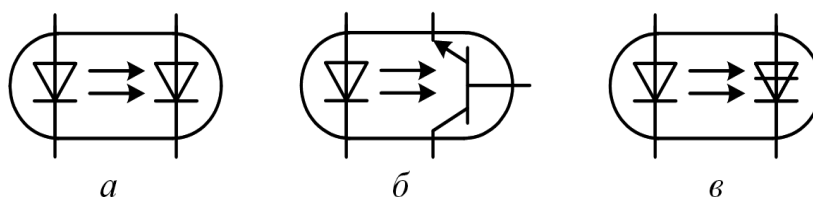


Рис. 7.4 – Условные графические обозначения оптоэлектронных пар: а — диодной, б — транзисторной с биполярным фототранзистором, в — тиристорной

Принцип действия оптопар основан на двойном преобразовании энергии. В излучателе электрический сигнал вызывает изменение светового потока, который излучается на рабочей длине волны в направлении фотоприемника, проходит через оптическую среду с малым затуханием и в фотоприемнике преобразуется в электрический сигнал, вызывая в зависимости от вида оптопары изменение тока, напряжения или сопротивления. Оптическая связь между излучателем и фотоприемником осуществляется за счет электрически нейтральных фотонов и только в одном направлении — к фотоприемнику, где энергия излучения практически полно-

стью поглощается. Гальваническая развязка входной и выходной цепей оптопары достигается за счет оптически прозрачной диэлектрической среды между излучателем и фотоприемником. (рис. 7.5)

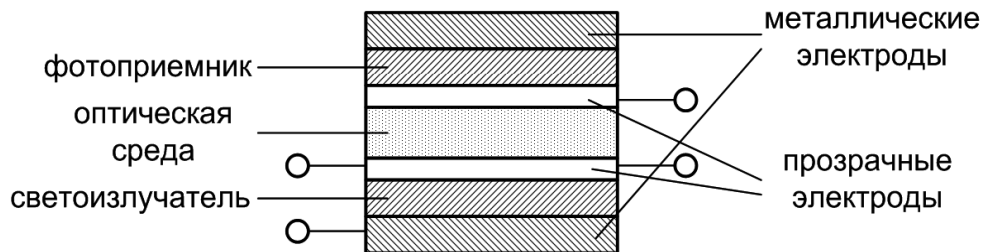


Рис. 7.5 – Обобщенная структура оптоэлектронной пары

Основные параметры оптопар можно разбить на четыре группы: входные электрические, выходные электрические, параметры передачи и параметры гальванической развязки.

Входные электрические параметры оптопары характеризуют электрический режим работы светодиода. К ним относятся входное напряжение при заданном постоянном входном токе, номинальный входной ток и максимальный входной ток через излучатель, максимальное входное обратное напряжение и входная емкость.

Выходные электрические параметры характеризуют электрический режим работы фотоприемника. К ним относятся максимально допустимый выходной ток через фотоприемник во включенном состоянии оптопары, максимально допустимое выходное обратное напряжение, выходная емкость. Для диодных, транзисторных и тиристорных оптопар к выходным параметрам относят темновой ток и выходное остаточное напряжение (напряжение насыщения), а для резисторных оптопар — выходное темновое сопротивление. Оба параметра определяются при нулевом входном токе.

Параметры передачи характеризуют взаимосвязь входных и выходных сигналов на низких и высоких частотах, а также частотные и импульсные свойства оптопар. Данная группа параметров включает коэффициент передачи оптопары, граничную частоту входных сигналов, максимальную скорость передачи сигналов, время нарастания и спада выходного импульса, время задержки фронта импульса, время включения и выключения.

Различают статический $K_I = (I_{\text{вых}} - I_T) / I_{\text{вх}}$ и дифференциальный $K_{Id} = dI_{\text{вых}} / dI_{\text{вх}}$ коэффициенты передачи по току диодных и транзисторных оптопар.

Коэффициент резисторной оптопары — это отношение темнового и светового выходных сопротивлений $K_R = R_T / R_{\text{св}}$.

Для тиристорной оптопары коэффициент передачи не имеет физического смысла. Вместо него используют ток спрямления по входу — гарантируемый минимальный входной ток тиристорной оптопары, переводящий фототиристор во включенное состояние, а также максимально допустимый входной ток помехи, при котором фототиристор еще не включается.

Граничная частота входных сигналов характеризует быстродействие оптопары, работающей в устройствах передачи аналоговых сигналов, и определяется как частота, на которой коэффициент передачи снижается на 3 дБ по отношению к низ-

кочастотному значению. В устройствах передачи цифровых сигналов быстродействию оптопары определяется максимальной скоростью передачи информации, то есть числом битов, которые можно передать в единицу времени без потерь.

Параметры гальванической развязки: максимально допустимое напряжение между входом и выходом (характеризует электрическую прочность оптопары и обычно превышает 1 кВ), проходная емкость, сопротивление гальванической развязки, максимально допустимая скорость изменения напряжения между входом и выходом (определяется из условия, что выходной сигнал помехи, проникающий через проходную емкость, не превышает заданного уровня).

Важнейший параметр диодных и транзисторных оптопар — коэффициент передачи по току определяется выражением:

$$K_I = k_\lambda k_{\text{пр}} \eta_{\text{св}} \nu K_{\text{пр}}, \quad (7.6)$$

где k_λ — коэффициент спектрального согласования излучателя, фотоприемника и оптической среды; $k_{\text{пр}}$ — коэффициент прозрачности оптической среды; $\eta_{\text{св}}$ — внешний квантовый выход излучателя; ν — квантовая эффективность генерации в фотоприемнике; $K_{\text{пр}}$ — коэффициент усиления фотоприемника.

Коэффициент спектрального согласования определяется выражением

$$k_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\Phi(\lambda)}{\Phi_{\text{max}}} \cdot \frac{s(\lambda)}{s_{\text{max}}} T_\phi(\lambda) d\lambda,$$

где $\Phi(\lambda)/\Phi_{\text{max}}$, $s(\lambda)/s_{\text{max}}$ — нормированные спектральные характеристики излучателя и фотоприемника в диапазоне длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$; $T_\phi(\lambda)$ — спектральная характеристика пропускания оптической среды (зависимость коэффициента пропускания от длины волны излучения).

В диапазоне рабочих длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$ коэффициент пропускания оптической среды должен быть близок к единице. Спектральные характеристики пропускания стекла (кривая 1) и полимера (кривая 2), используемых в качестве оптических сред оптопар, показаны на рисунке 7.6.

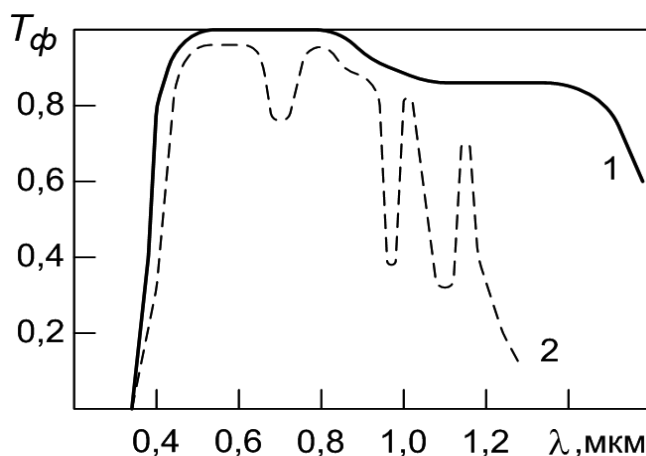


Рис. 7.6 – Спектральные характеристики пропускания: 1 — стекла; 2 — полимера

Спектральное согласование излучателя и фотоприемника обеспечивается выбором для них соответствующих материалов.

Спектр излучения излучателей оптопар относительно узкий, поэтому чувствительность фотоприемника должна быть наибольшей только на рабочей длине волны излучателя, а конкретный вид спектральной характеристики фотоприемника часто несущественен. Узкий спектр оптического сигнала значительно облегчает спектральное согласование излучателя, оптической среды и фотоприемника. Поэтому коэффициент спектрального согласования на рабочей длине волны составляет не менее 0,9.

Для увеличения коэффициента прозрачности оптической среды подбирают материалы излучателя, оптической среды и фотоприемника по коэффициенту преломления, технологически устраняют инородные включения на границах раздела излучатель — оптическая среда — фотоприемник, используют просветляющие покрытия и световоды.

Для повышения внешнего квантового выхода излучателя необходимо, во-первых, уменьшать потери фотонов в зоне генерации, полное внутреннее отражение на границе раздела полупроводник — оптическая среда, потери торцевого и обратного излучения излучателя; во-вторых, увеличивать коэффициент инжекции электрического перехода излучателя; в-третьих, повышать внутренний квантовый выход. Перечисленные задачи решаются путем подбора соответствующих материалов излучателей, использования в их структуре гетеропереходов, улучшения конструкции.

Для повышения квантовой эффективности генерации фотоприемника уменьшают коэффициент отражения на границе оптическая среда — полупроводник, снижают потери пассивного поглощения и рекомбинационные потери.

С увеличением коэффициента усиления фотоприемника снижается быстродействие оптопар. Использование рациональных структур фотоприемника, например фотодиод — транзистор, позволяет получить приемлемый коэффициент усиления без существенного снижения быстродействия.

При анализе аналоговых электронных схем оптопару можно представить линейной малосигнальной эквивалентной схемой, приведенной на рисунке 7.7.

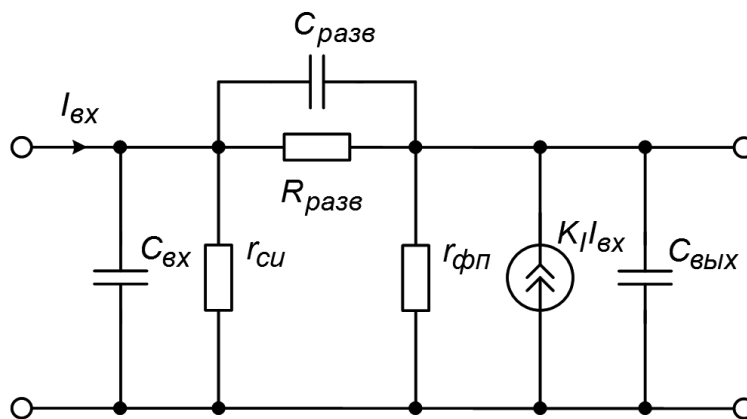


Рис. 7.7 – Малосигнальная эквивалентная схема оптопары

В эквивалентной схеме емкость $C_{вх}$ и сопротивление $r_{си}$ отражают входную емкость и дифференциальное сопротивление светоизлучателя; емкость $C_{вых}$ и сопротивление $r_{фп}$ — выходную емкость и дифференциальное сопротивление фотоприемника; емкость $C_{разв}$ и сопротивление $R_{разв}$ — емкость и сопротивление развязки оптопары; зависимый источник тока $K_I I_{вх}$ — преобразование входного сигнала

оптопарой. С учетом инерционных свойств коэффициент передачи оптопары можно в первом приближении аппроксимировать операторным выражением

$$K_I(p) = \frac{K_{I0}}{1 + p\tau_{гр}},$$

где $\tau_{гр} = 1 / (2\pi f_{гр})$ — постоянная времени, определяемая граничной частотой $f_{гр}$.



Контрольные вопросы по главе 7

- 1) Определить ток коллектора фототранзистора, если коэффициент передачи тока базы транзистора равен 50, токовая чувствительность p - n -перехода 5 мА/Вт, транзистор облучается потоком излучения мощностью $P = 400$ мВт.

Ответ: 102 мА.

- 2) Транзисторная оптопара имеет входной 7 мА, коэффициент передачи, равный единице. Светодиод излучает поток мощностью $P = 400$ мкВт. Токовая чувствительность p - n -перехода фототранзистора 500 мА/Вт. Определить коэффициент передачи тока базы фототранзистора.

Ответ: 35.

Глава 8

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ПРИБОРЫ

8.1 Терморезисторы



.....
Терморезистор представляет собой резистор, в котором используется зависимость электрического сопротивления полупроводника от температуры.
.....

Среди терморезисторов выделяют *термисторы прямого подогрева, термисторы косвенного подогрева, болометры и позисторы.*

Термисторы



.....
Термистор — это полупроводниковый резистор с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления.
.....

В *термисторах прямого подогрева* сопротивление изменяется либо под влиянием теплоты, которая выделяется при протекании электрического тока, либо в результате изменения температуры из-за изменения теплового облучения.

Отрицательный температурный коэффициент сопротивления может быть обусловлен различными причинами: увеличением концентрации носителей заряда,

увеличением интенсивности обмена электронами между ионами с переменной валентностью, фазовыми превращениями полупроводникового материала.

Температурная характеристика термистора — это зависимость его сопротивления от температуры, которая выражается соотношением:

$$R = R_{\infty} \exp\left(\frac{B}{T}\right), \quad (8.1)$$

где B — коэффициент температурной чувствительности; R_{∞} — коэффициент, который зависит от материала и размеров термистора.

Коэффициенты R_{∞} и B могут быть найдены экспериментально путем измерения сопротивлений термистора при температурах T_1 и T_0 :

$$R_{\infty} = R_0 \exp\left(-\frac{B}{T_0}\right), \quad B = \frac{T_1 T_0}{T_1 - T_0} \ln\left(\frac{R_0}{R_1}\right). \quad (8.2)$$

Зависимость сопротивления термистора от температуры характеризуется *температурным коэффициентом сопротивления термистора* — это величина, определяемая отношением относительного сопротивления термистора к изменению температуры:

$$TKR = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}. \quad (8.3)$$

Температурный коэффициент сопротивления зависит от температуры:

$$TKR = -BT^{-2}.$$

Статическая вольт-амперная характеристика термистора представляет собой зависимость падения напряжения от протекающего тока в условиях теплового равновесия между термистором и окружающей средой.

Вид статической ВАХ термистора определяется коэффициентом рассеяния, коэффициентом температурной чувствительности, номинальным сопротивлением термистора и температурой окружающей среды.

Коэффициент рассеяния H термистора определяет мощность, которую необходимо выделить в термисторе, чтобы нагреть его на 1 К.

Коэффициент энергетической чувствительности термистора определяется как мощность, которую нужно подвести к термистору для уменьшения его сопротивления на 1%. Коэффициент энергетической чувствительности связан с коэффициентом рассеяния и температурным коэффициентом сопротивления соотношением $G = H / (TKR)$ и зависит от режима работы, то есть различен в каждой точке статической ВАХ.

Быстродействие термистора характеризуется *постоянной времени*, которая определяется как интервал времени, в течение которого температура термистора при его свободном охлаждении уменьшается в раз по отношению к первоначальной разности температур термистора и окружающей среды. Для различных термисторов постоянная времени лежит в пределах от 0,5 до 140 с.

Болометры



.....
Полупроводниковый болометр — это прибор, предназначенный для индикации и измерения теплового излучения.

Обычно болометр состоит из двух пленочных термисторов, один из которых является активным, а второй — компенсационным. Активный термистор непосредственно подвергается воздействию измеряемого излучения, что приводит к изменению его сопротивления. Компенсационный термистор служит для компенсации возможных изменений температуры окружающей среды и экранирован от измеряемого излучения. Оба термистора помещают в один герметичный корпус.

Болометры, как правило, имеют три внешних вывода: от активного и компенсационного термисторов и от средней точки.

Для характеристики болометров используют следующие *параметры*: *сопротивление активного термистора при комнатной температуре; рабочее напряжение; чувствительность, равная отношению полезного сигнала, снимаемого с болометра, к мощности падающего на болометр излучения; порог чувствительности — мощность излучения, которая вызывает сигнал, эквивалентный уровню собственных шумов; постоянная времени, характеризующая тепловую инерционность активного термистора.*

Позисторы



.....
Позистор — это полупроводниковый терморезистор с положительным температурным коэффициентом сопротивления.

Массовое производство позисторов основано на использовании керамики из титаната бария. Титанат бария $BaTiO_3$ — диэлектрик с удельным сопротивлением при комнатной температуре $10^{10} \dots 10^{12}$ Ом·см.

Если в состав керамики из титаната бария ввести примеси редкоземельных элементов (лантана, церия и др.) либо других элементов (ниобия, тантала, сурьмы, висмута и др.), имеющих валентность, большую чем у титана, то это приведет к уменьшению удельного сопротивления до $10 \dots 10^2$ Ом·см.

Резистивный слой позистора состоит из большого числа контактирующих зерен или кристаллитов полупроводникового титаната бария. Сопротивление позистора определяется сопротивлением обедненных поверхностных слоев на зернах. При температурах ниже точки Кюри, когда в зернах существует спонтанная поляризация и материал обладает очень большой диэлектрической проницаемостью, высота поверхностных потенциальных барьеров на зернах оказывается малой. При температурах, превышающих точку Кюри, титанат бария претерпевает фазовое превращение из сегнетоэлектрического в параэлектрическое состояние. При этом

пропадает спонтанная поляризация, резко уменьшается диэлектрическая проницаемость, растет высота поверхностных потенциальных барьеров на зернах и увеличивается сопротивление позистора. Таким образом, в узком диапазоне температур при нагреве выше точки Кюри удельное сопротивление полупроводникового титаната бария увеличивается на несколько порядков.

Положительный температурный коэффициент можно получить при использовании материалов $SrTiO_3$ с добавкой ниобия, $PbTiO_3$ с добавкой лантана, $PbNbO_6$ с добавкой вольфрама и ряда других.

Свойства позисторов оцениваются характеристиками и параметрами, аналогичными характеристикам и параметрам термисторов.

При относительно малых и больших температурах температурные характеристики позисторов являются падающими, то есть позисторы обладают отрицательным температурным коэффициентом сопротивления. Существенным недостатком поликристаллических резисторов является неоднозначность температурных характеристик при различных приложенных напряжениях.

Температурный коэффициент сопротивления для позисторов оказывается не очень удобным параметром, так как его значение сильно зависит от температуры.

Статическая вольт-амперная характеристика позистора (рис. 8.1) представляет собой зависимость напряжения на позисторе от проходящего через него тока при условии теплового равновесия между теплотой, выделяемой в позисторе, и теплотой, отводимой от него.

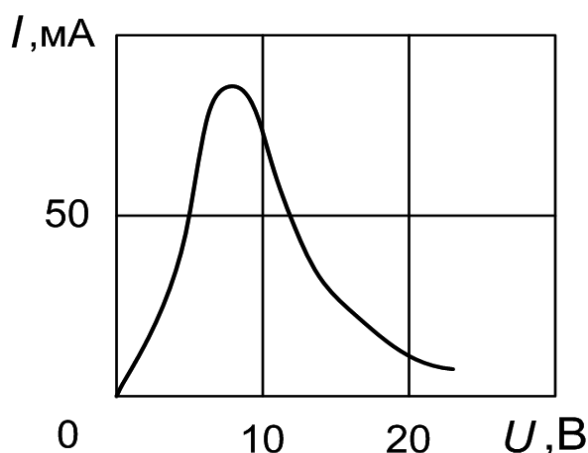


Рис. 8.1 – Вольт-амперная характеристика позистора

8.2 Полупроводниковые термоэлектрические устройства



.....
Полупроводниковое термоэлектрическое устройство — это устройство, действие которого основано на использовании термоэлектрических эффектов Пельтье или Зеебека в полупроводниках, предназначенное для получения теплоты или холода с использованием электрической энергии или получения электрической энергии с использованием тепловой.

Конструкция и принцип действия

В полупроводниковых термоэлектрических устройствах используют полупроводниковые термоэлементы, каждый из которых состоит из двух ветвей, обладающих разным типом электропроводности. Ветвь термоэлемента, материал которой имеет электропроводность p -типа, называют положительной ветвью, а ветвь термоэлемента с электропроводностью n -типа — отрицательной ветвью. Положительную и отрицательную ветви полупроводникового термоэлемента соединяют между собой последовательно контактной пластиной. Зону электрического соединения ветвей полупроводникового термоэлемента называют спаем. При работе термоэлемента его спаи имеют различную температуру: один из них является теплопоглощающим, другой — тепловыделяющим.

Полупроводниковое термоэлектрическое устройство обычно имеет большое число последовательно соединенных между собой термоэлементов в едином конструктивном исполнении — полупроводниковую термобатарею. Полупроводниковое термоэлектрическое устройство, включающее одну или несколько электрически соединенных термобатарей в едином конструктивном исполнении с системой теплообмена, называют полупроводниковым термоэлектрическим блоком.

Эффект Зеебека (возникновение термо-ЭДС)

При наличии разности температур спаев в цепи с термоэлементом возникает термоэлектродвижущая сила (термо-ЭДС.). Данный эффект носит название эффекта Зеебека или термоэлектрического эффекта.

Термо-ЭДС обусловлена диффузией носителей заряда от нагретого спая к тепловыделяющему спаю, температурной зависимостью контактной разности потенциалов и увлечением носителей заряда квантами тепловой энергии (фононным увлечением).

Термо-ЭДС зависит от разности температур спаев термоэлемента и от электрофизических свойств полупроводниковых материалов, образующих ветви термоэлемента:

$$E_T = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{12}(T) dT,$$

где $\alpha_{12}(T)$ — коэффициент термо-ЭДС.

В небольшом диапазоне температур термо-э.д.с. можно считать пропорциональной разности температур спаев элемента $E_T = \alpha_{12}\Delta T$.

Эффект Пельтье (поглощение и выделение теплоты в спаих термоэлемента)

При протекании постоянного тока через термоэлемент в его спаих, в зависимости от направления тока, поглощается или выделяется теплота. Количество теплоты при эффекте Пельтье пропорционально времени и силе тока: $Q_{\text{п}} = \Pi_{12}IT$, где Π_{12} — коэффициент Пельтье.

Эффект Пельтье является обратным эффекту Зеебека, поэтому для одного и того же термоэлемента существует связь между коэффициентом Пельтье и коэффициентом термо-ЭДС: $\Pi_{12} = \alpha_{12}T$.

Термоэлектрические генераторы



.....
Термоэлектрический генератор (ТЭК) — это полупроводниковое термоэлектрическое устройство, состоящее из полупроводникового термоэлектрического блока и предназначенное для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую энергию.

Одним из основных параметров термоэлектрического генератора является коэффициент полезного действия — отношение полезной мощности, выделяемой в нагрузку, к количеству теплоты, поступающей в единицу времени на теплопоглощающие спаи.

Количество теплоты, переданной в единицу времени от теплопоглощающего спаю термоэлемента к его тепловыделяющему спаю:

$$Q_k = K(T_2 - T_1), \quad (8.4)$$

где K — полная теплопроводность термоэлемента; T_2 , T_1 — температура теплопоглощающего и тепловыделяющего спаев соответственно.

Ток в цепи термоэлемента обусловлен эффектом Зеебека и определяется выражением

$$I = \frac{E_T}{R + R_{\text{н}}} = \frac{\alpha_{12}(T_2 - T_1)}{R + R_{\text{н}}}, \quad (8.5)$$

где R — полное сопротивление термоэлемента.

Вследствие эффекта Пельтье в теплопоглощающем спае в единицу времени поглощается теплота:

$$Q_{\text{п}} = \Pi_{12}I = \alpha_{12}T_2I. \quad (8.6)$$

Электрическая мощность, вырабатываемая термоэлементом, выделяется в виде полезной мощности $P_{\text{н}}$ в нагрузке и в виде джоулевой теплоты $Q_{\text{дж}}$ в ветвях термоэлемента:

$$P_n = I^2 R_n = \frac{\alpha_{12}^2 (T_2 - T_1)^2}{(R + R_n)^2} R_n, \quad Q_{дж} = I^2 R = \frac{\alpha_{12}^2 (T_2 - T_1)^2}{(R + R_n)^2} R. \quad (8.7)$$

В первом приближении джоулева теплота распределяется пополам между спаями, то есть к теплопоглощающему спаю возвращается мощность $(1/2) Q_{дж}$.

С учетом выражений (8.4) – (8.7) коэффициент полезного действия можно записать в виде:

$$\eta = \frac{P_n}{Q_k + Q_n - \frac{1}{2} Q_{дж}} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \times \frac{m(m+1)^{-1}}{1 + \frac{KR(m+1)}{\alpha_{12}^2 T_2} - \frac{T_2 - T_1}{2(m+1)T_2}}, \quad (8.8)$$

где $m = R_n/R$.

В выражении (8.8) первый множитель представляет собой коэффициент полезного действия обратимой тепловой машины, второй множитель характеризует уменьшение КПД вследствие необратимых потерь на теплопроводность и джоулеву теплоту в термоэлементе.

Эффективность термоэлемента характеризуется величиной добротности:

$$Z = \frac{\alpha_{12}^2}{\left(\sqrt{\kappa_1 \rho_1} + \sqrt{\kappa_2 \rho_2}\right)^2} \quad (8.9)$$

где κ_1, κ_2 — удельные теплопроводности ветвей термоэлемента; ρ_1, ρ_2 — удельные сопротивления ветвей термоэлемента.

Добротность определяется только электрофизическими параметрами полупроводниковых материалов ветвей термоэлемента.

КПД термоэлемента оптимальных размеров зависит от эффективности термоэлемента, разности температур спаев термоэлемента и отношения сопротивления нагрузки к сопротивлению термоэлемента.

Коэффициент термо-ЭДС большинства термоэлементов составляет $(300 - 500) \cdot 10^6 \text{ В} \cdot \text{К}^{-1}$. Учитывая, что почти все термоэлектрические генераторы работают при разности температур спаев, не превышающих 600 К , от одного термоэлемента можно получить термо-ЭДС $E_T = 0,3 \text{ В}$.

Оптимальные условия получения электрической мощности в нагрузке достигаются при сопротивлении нагрузки, сравнимом с сопротивлением термоэлемента, то есть около нескольких миллиом.

Для получения приемлемых напряжений и для согласования с реальными нагрузочными сопротивлениями необходимо последовательное соединение многих термоэлементов.

8.3 Полупроводниковые гальваномагнитные приборы



.....
Полупроводниковые гальваномагнитные приборы — это полупроводниковые приборы, в которых используется воздействие магнитного поля на движущиеся в электрическом поле носители заряда.

Принцип действия гальваномагнитных приборов основан на двух эффектах: на эффекте Холла и на эффекте Гаусса.



.....
Эффект Холла состоит в возникновении поперечной разности потенциалов в полупроводнике, по которому протекает электрический ток, под действием магнитного поля, перпендикулярного направлению тока.

Эффект Гаусса представляет собой эффект изменения электрического сопротивления полупроводника под действием магнитного поля.

Оба эффекта обусловлены действием на движущийся в магнитном поле электрический заряд силы Лоренца.

Эффект Холла

При протекании электрического тока в полупроводниковой пластине, расположенной в магнитном поле, сила Лоренца будет смещать движущиеся носители заряда к одной из боковых граней, в результате чего между боковыми гранями пластины возникает ЭДС Холла (рис. 8.2). Направление смещения носителей заряда определяется направлением силы Лоренца, то есть правилом левой руки по отношению к техническому направлению тока. Если техническое направление тока, образованного электронами или дырками, одинаково, то носители заряда будут смещаться в одну и ту же сторону, однако полярность ЭДС Холла при этом будет различной.

Накопление заряда у боковой грани пластины прекращается, когда сила Лоренца уравновешивается силой холловского электрического поля, характеризуемого величиной э. д. с Холла:

$$U_X = X \frac{IB}{b}, \quad (8.10)$$

где X — коэффициент Холла; B — индукция магнитного поля; I — сила тока; b — толщина пластины.

Коэффициент Холла определяется выражением:

$$X = \frac{A}{q_e} \cdot \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}. \quad (8.11)$$

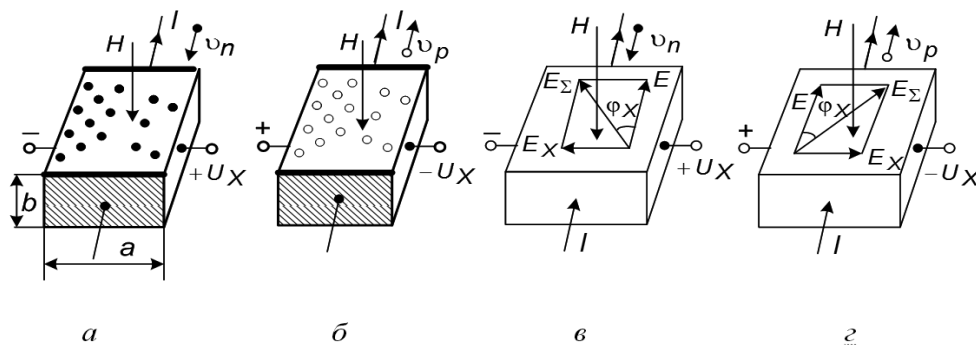


Рис. 8.2 – Возникновение ЭДС Холла: а, в — для полупроводника *n*-типа, б, г — для полупроводника *p*-типа

Значение параметра A зависит от механизма рассеяния носителей заряда и может находиться в диапазоне от 1 до 2. Так, для вырожденного полупроводника $A = 1$, для полупроводника с преобладанием рассеяния на тепловых колебаниях кристаллической решетки $A = 1,18$, а для полупроводника с преобладающим рассеянием на ионизированных примесях $A = 1,93$.

После возникновения холловского электрического поля направление вектора напряженности результирующего электрического поля отличается от технического направления вектора тока на угол ϕ_X Холла, определяемый как $\tan \phi_X = E_X/E_{др}$, где $E_{др}$ — напряженность внешнего продольного электрического поля, которая обуславливает дрейф носителей заряда.

Магниторезистивный эффект

Под действием силы Лоренца траектории движения носителей заряда искривляются, что равносильно уменьшению длины свободного пробега в направлении внешнего продольного электрического поля между токовыми контактами или увеличению удельного сопротивления ρ полупроводника в магнитном поле.

Относительное увеличение удельного сопротивления полупроводника определяется выражением:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \approx \frac{\mu^2 B^2}{2}, \quad (8.12)$$

где μ — подвижность носителей заряда.

Холловская напряженность электрического поля компенсирует действие силы Лоренца на носители заряда, которые движутся со средней скоростью дрейфа, поэтому искривления траектории движения таких носителей не происходит. Носители заряда со скоростью, превышающей среднюю скорость, смещаются к одной боковой грани полупроводниковой пластины, так как действующая на них сила Лоренца превышает силу холловского электрического поля. Носители же, обладающие скоростью, меньшей средней скорости, смещаются к другой боковой грани пластины, поскольку на них действует сила Лоренца, меньшая силы холловского поля. Таким образом, эффект Холла, частично или полностью компенсируя силу Лоренца, приводит к ослаблению магниторезистивного эффекта.

Для ограниченного по размерам кристалла полупроводника:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = C\mu^2 B^2, \quad (8.13)$$

где C — магниторезисторный коэффициент, зависящий от формы и геометрических размеров полупроводниковой пластинки.

Преобразователи Холла

Преобразователи Холла изготавливают в виде прямоугольных пластинок, вырезанных из монокристаллического либо поликристаллического полупроводника, или в виде тонких пленок, нанесенных на диэлектрическую подложку методом испарения в вакууме. Выражение (8.10) справедливо для пластинки полупроводника, длина L которой значительно больше ширины. ЭДС преобразователей Холла конечной длины зависит от отношения L/a :

$$U_X = X \frac{IB}{b} f\left(\frac{L}{a}\right), \quad (8.14)$$

где $f(L/a)$ — поправочная функция преобразователя Холла. Анализ показывает, что при $L/a = 2 \dots 3$ поправка к ЭДС Холла, связанная с конечной длиной преобразователя, составляет всего несколько процентов, поэтому сильно увеличивать длину преобразователя Холла не имеет смысла и практически все преобразователи имеют указанное соотношение длины и ширины.

В качестве материала для преобразователей Холла применяют кремний, антимонид индия $InSb$, селенид и теллурид ртути $HgSe$, $HgTe$ и др.

К полупроводниковой пластинке припаивают четыре электрода: два входных (токовых) (электроды 1 и 2 на рисунке 8.3) и два выходных (холловских) (электроды 3 и 4 на рисунке 8.3). Токовые электроды выполняются по всей ширине боковых граней, что обеспечивает равномерное распределение входного тока по сечению преобразователя. Холловские электроды располагают в центральной части боковых граней.

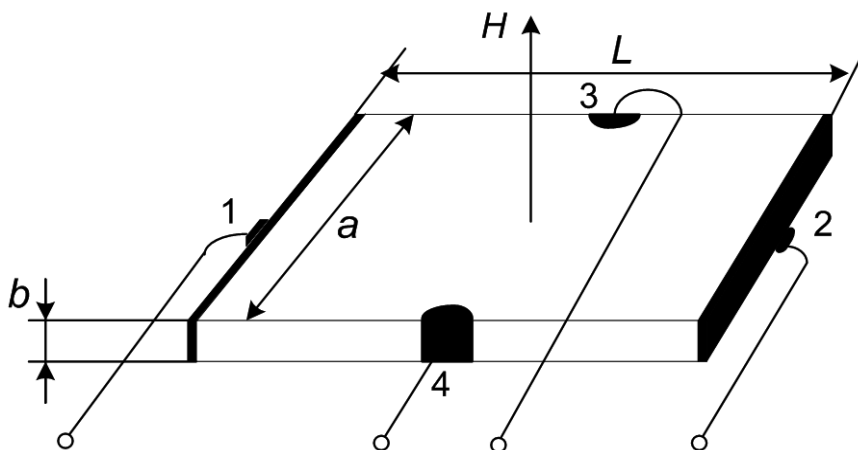


Рис. 8.3 – Конструкция преобразователя Холла

Входное сопротивление $R_{вх}$ преобразователя Холла определяется между токовыми, а выходное $R_{вых}$ — между холловскими электродами. У серийно выпускаемых преобразователей Холла $R_{вх}$ и $R_{вых}$ близки по значениям и лежат в пределах от 0,5 Ом до нескольких кОм.

Так как выходная величина преобразователя Холла пропорциональна произведению двух входных величин — тока и магнитной индукции, то преобразователь Холла является множительным преобразователем.

Гальваномагнитная чувствительность преобразователя Холла определяется выражением $s_{BI} = U_X / (BI) = (X/b)f(L/a)$ и для различных типов преобразователей составляет 0,3...10 В/(А·Тл).

Максимально допустимый ток I_{max} — значение тока между токовыми электродами, ограниченное максимально допустимой температурой ΔT перегрева преобразователя. Из уравнения теплового баланса $I_{max}^2 R_{вх} = \beta S \Delta T$, где β — коэффициент теплоотдачи; $S \approx 2aL$ — площадь поверхности преобразователя, получим $I_{max} = \sqrt{2aL\beta\Delta T/R_{вх}}$.

Чувствительность к магнитной индукции s_B определяется при номинальном значении входного тока $I_{ном} < I_{max}$ как $s_B = U_X/B = (XI_{ном}/b)f(L/a)$ и составляет 0,03...1 В/Тл.

Чувствительность к току s_I определяется при постоянном значении магнитной индукции: $s_I = U_X/I = (XB/b)f(L/a)$.

Остаточным напряжением преобразователя Холла называется напряжение, которое возникает между холловскими электродами при прохождении через преобразователь тока в отсутствии магнитного поля. Причиной остаточного напряжения в первую очередь является расположение холловских электродов в неэквипотенциальных точках пластины. Остаточное напряжение может составлять от единиц микровольт до десятков милливольт.

Время установления ЭДС Холла характеризуется временем диэлектрической релаксации, которое для обычно используемых материалов $\tau_{рел} = 10^{-11} \dots 10^{-13}$ с, что и определяет теоретический частотный предел использования преобразователей Холла. Межэлектродные емкости у преобразователей Холла составляют единицы пикофарад, поэтому их влияние сказывается на частотах порядка сотен мегагерц.

Магниторезисторы

Принцип действия магниторезисторов основан на магниторезисторном эффекте. Уравнение преобразования магниторезистора имеет вид

$$R_B = R_{B=0} (1 + A|\mu B|^m), \quad (8.15)$$

где B — индукция магнитного поля; $R_{B=0}$ — сопротивление преобразователя при индукции $B = 0$; A — магниторезистивный коэффициент.

В (8.15) показатель степени m равен 2 в слабых магнитных полях ($B \leq 0,2 \div 0,5$ Тл), для которых $\mu B \leq 1$, и равен 1 в сильных магнитных полях, для которых $\mu B \geq 1$. Значение магниторезистивного коэффициента зависит от свойств материала и формы преобразователя.

Конструкция магниторезисторов должна быть направлена на уменьшение или полное устранение ЭДС Холла. Чем больше отношение длины резистора к площади его сечения, тем больше магниторезисторный коэффициент. Наилучшей формой магниторезистора является диск Корбино (рис. 8.4, *а*), у которого один электрод укреплен в центре, а другой в виде обода по окружности. При отсутствии магнитного поля ток в таком магниторезисторе протекает в радиальном направлении. Под действием магнитного поля носители заряда отклоняются в направлении перпендикулярном радиусу. Так как у такого преобразователя нет граней для накопления зарядов, то ЭДС Холла не возникает.

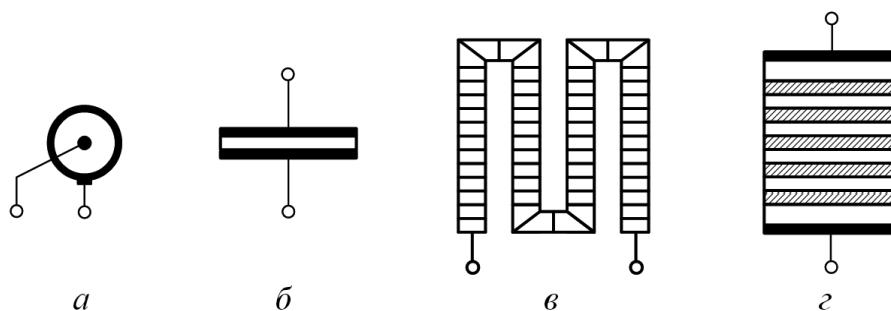


Рис. 8.4 – Конструкции магниторезисторов: *а* — диск Корбино, *б* — полупроводниковая пластина малой длины; *в* — последовательно соединенные проводящими слоями короткие магниторезисторы, *г* — полупроводниковая пластина с поперечными металлическими полосами на поверхности

Другой конструкцией магниторезистора является полупроводниковая пластинка, ширина которой много больше ее длины (рис. 8.4, *б*).

Существенным недостатком магниторезисторов таких конструкций является их малое сопротивление. Для увеличения сопротивления магниторезисторы выполняются в виде ряда коротких полупроводниковых резисторов, соединенных последовательно проводящими слоями (рис. 8.4, *в*). Увеличение сопротивления достигается также нанесением на поверхность полупроводниковой пластины металлических полос (рис. 8.4, *г*). Каждая часть пластины полупроводника между двумя металлическими полосами представляет собой отдельный магниторезистор. Это позволяет создавать магниторезисторы с сопротивлением несколько кОм при сохранении большого значения коэффициента.

Основными полупроводниковыми материалами для магниторезисторов являются антимонид индия $InSb$ и арсенид индия $InAs$, обладающие большой подвижностью носителей заряда.

Основными параметрами магниторезисторов являются начальное сопротивление R_0 и магниторезистивная чувствительность $s_B = dR/dB$. Наибольшую чувствительность имеет магниторезистор в виде диска Корбино. Ток магниторезистора, помещенного в магнитное поле с индукцией B , должен выбираться значительно меньше начального тока I_0 (при $B = 0$). Значение допустимого тока $I_B = I_0 \sqrt{R_0/R_B}$.

Частотные характеристики магниторезисторов в основном определяются межэлектродными емкостями. У дисков Корбино частотная погрешность меньше, чем у прямоугольных преобразователей.

Магниторезисторы находят применение в качестве бесконтактных переменных резисторов, модуляторов малых постоянных токов и напряжений, используются

для бесконтактного измерения токов, при создании тесламетров и датчиков ряда неэлектрических величин, легко преобразуемых в изменение магнитной индукции.

Магнитодиоды

Магнитодиод — это полупроводниковый диод, в котором используется изменение вольт-амперной характеристики под действием магнитного поля.

В качестве магнитодиодов применяют диоды с несимметричным p - n -переходом и толстой базой. Обычно толщина базы соответствует нескольким диффузионным длинам неосновных носителей. Полупроводниковый материал базы, также как и для магниторезисторов, должен обладать большой подвижностью носителей заряда, чему удовлетворяют германий и кремний.

В магнитодиодах прямое напряжение распределяется между областью пространственного заряда p - n -перехода и сопротивлением базы. В поперечном магнитном поле сопротивление базы увеличивается из-за уменьшения подвижности и времени жизни неосновных носителей заряда. В результате уменьшается доля прямого напряжения, которая приходится на область пространственного заряда p - n -перехода, что вызывает значительное уменьшение тока, связанного экспоненциальной зависимостью с напряжением на области пространственного заряда перехода. Кроме того, уменьшение подвижности неосновных носителей заряда приводит к уменьшению обратного тока насыщения, а следовательно, и прямого тока.

Для оценки чувствительности магнитодиода к магнитному полю, по аналогии с преобразователем Холла, используют гальваномагнитную чувствительность $s_{BI} = \Delta U_{пр}/BI$, которая значительно больше, чем у преобразователей Холла.



Контрольные вопросы по главе 8

- 1) При перепаде температуры $\Delta T = 3 \text{ K}$ по толщине кремниевой пластины n -типа между плоскостями образца возникает термо-ЭДС, равная 2,5 мВ. Эффективная плотность состояний в зоне проводимости составляет $2,2 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Определить концентрацию доноров в материале, если коэффициент термо-ЭДС определяется выражением $\alpha_{12} = \frac{k}{q_e} \left(2 + \ln \left(\frac{2N_c}{n} \right) \right)$.

Ответ: $2,7 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

- 2) Прямоугольный образец полупроводника толщиной 1 мм помещен в магнитное поле с индукцией 2 Тл, вектор которой перпендикулярен плоскости образца. По образцу протекает ток, равный 20 мА. Определить ЭДС Холла, если коэффициент Холла $X = 6,25 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{Кл}$.

Ответ: 25 мВ.

- 3) Плоский прямоугольный образец полупроводника n -типа с удельным сопротивлением $2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ и подвижностью электронов $0,4 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ помещен в магнитное поле с индукцией 1 Тл, вектор которой перпендикулярен

плоскости кристалла. Вдоль образца протекает ток 20 мА. Определить силу Лоренца, действующую на электроны, если площадь поперечного сечения образца 2 мм².

Ответ: $1,28 \cdot 10^{-18}$ Н.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Твердотельная электроника находится в состоянии непрерывного развития. Наряду с усовершенствованием традиционных дискретных твердотельных приборов ведутся интенсивные исследования, направленные на разработку перспективных твердотельных приборов, основанных на новых физических принципах.

Современным этапом твердотельной электроники является микроэлектроника, связанная с созданием электронных устройств в микроминиатюрном интегральном исполнении. Это достигается не просто путём уменьшения габаритов твердотельных электронных элементов, а созданием конструктивно, технологически и электрически связанных электронных структур — функциональных блоков и узлов. В них конструктивно объединено большое число микроминиатюрных элементов и их электрических соединений, изготавливаемых в едином технологическом процессе.

Достижения микроэлектроники базируются преимущественно на фундаментальных открытиях в области полупроводниковой электроники. В то же время на протяжении всего периода развития микроэлектроники постоянно ведутся поиски альтернативной элементной базы в области функциональной электроники, одноэлектроники, оптоэлектроники, фотоники, квантовой электроники и других областях, в каждой из которых к настоящему времени достигнуты значительные результаты. Однако ни по одному из этих направлений пока не разработана технологическая база, обеспечивающая экономически конкурентное производство высоконадежной элементной базы.

Основной тенденцией развития микроэлектроники является увеличение степени интеграции и плотности упаковки микроэлектронных структур, что требует применения твердотельных элементов с микронными и субмикронными размерами. Дальнейшее уменьшение размеров на несколько порядков превращает элементы в нанозлементы и сопровождается изменением физических основ их работы. В нанозлементах используются уже не электроны, как частицы, переносящие электрический заряд, а их волновые функции.

Изучение физических явлений и процессов взаимодействия электронов с электромагнитными полями, а также разработка нанотехнологии создания приборов и устройств, в которых данное взаимодействие используется для передачи, обработки и хранения информации, связано с появлением нового направления твердотельной электроники — *нанoeлектроники*, которая является логическим развитием микроэлектроники.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Войтович В. Новые отечественные высоковольтные p-i-n Ga-As-диоды // Силовая электроника. — 2010. — № 2. — С. 16 — 19.
- [2] Войтович В., Гордеев А., Думаневич А. Si, GaAs, SiC, GaN — силовая электроника. Сравнение, новые возможности // Силовая электроника. — 2010. — № 5. — С. 4 — 10.
- [3] Воронин П. А. Силовые полупроводниковые ключи: Семейства, характеристики, применение. — 2-е изд. — М.: Додэка XXI, 2005. — 384 с. ISBN 5-94120-087-0.
- [4] Воронков Э. Н. Твердотельная электроника: учеб. пособие / Э. Н. Воронков, А. М. Гуляев, И. Н. Мирошникова, Н. А. Чарыков. — М. : Academia, 2009. — 320 с. ISBN 978-5-7695-4618-1.
- [5] Горева Л. IGBT-транзисторы International Rectifier шестого поколения // Силовая электроника. — 2009. — № 4. — С. 27 — 32.
- [6] Голубев Н., Токарев В., Шпаковский С. Применение субмикронной технологии — путь к созданию высокоэффективных диодов Шоттки // Силовая электроника. — 2005. — № 4. — С. 4 — 7.
- [7] Гуртов В. А. Твердотельная электроника: учеб. пособие / В. А. Гуртов. — М.: Техносфера, 2008. — 512 с. ISBN 978-5-94836-187-1.
- [8] Керенцев А., Ланин В. Конструктивно-технологические особенности MOSFET-транзисторов // Силовая электроника. — 2008. — № 1. — С. 34 — 38.
- [9] Легостаев Н. С. Твердотельная электроника: учеб. пособие / Н. С. Легостаев, П. Е. Троян, К. В. Четвергов. — Томск : Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2007. — 476 с. ISBN 978-5-86889-422-0.

- [10] Матюхин С., Ставцев А. Моделирование частотных характеристик силовых полупроводниковых приборов // Силовая электроника. — 2010. — № 4. — С. 34 — 40.
- [11] Недолужко И., Лебедев А. Модели мощных биполярных транзисторов и определение их параметров // Силовая электроника. — 2005. — № 1. — С. 12 — 17.
- [12] Павлынин Я., Рыбак Р., Солодовник А. Мощные диоды и тиристоры таблеточной конструкции с повышенной стабильностью и высокой термодинамической устойчивостью корпуса // Силовая электроника. — 2006. — № 1. — С. 106 — 107.
- [13] Резников А., Воронин П., Щепкин Н. Гибридный IGBT — статические и динамические характеристики // Силовая электроника. — 2006. — № 3. — С. 28 — 30.
- [14] Щука А. А. Электроника: учеб. пособие / А. А. Щука; под ред. А. С. Сигова. — 2-е изд. — СПб. : БХВ-Петербург, 2008. — 752 с. : ил. — ISBN 978-5-9775-0160-6.

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

B — индукция магнитного поля

D — электрическая индукция

D_n — коэффициент диффузии электронов

D_p — коэффициент диффузии дырок

E — напряженность электрического поля, полная энергия электрона в кристалле

E_F — энергия Ферми

E_i — уровень энергии, соответствующий середине запрещенной зоны

E_c — энергия дна зоны проводимости

E_v — энергия потолка валентной зоны

f — частота

G — скорость генерации носителей заряда в равновесных условиях

h — постоянная Планка

\hbar — постоянная Планка, деленная на 2π

j — плотность тока

$j_{\text{диф}}$ — плотность диффузионного тока

$j_{\text{диф}_n}$ — электронная составляющая плотности диффузионного тока

$j_{\text{диф}_p}$ — дырочная составляющая плотности диффузионного тока

$j_{\text{др}}$ — плотность дрейфового тока

$j_{\text{др}_n}$ — электронная составляющая плотности дрейфового тока

$j_{\text{др}_p}$ — дырочная составляющая плотности дрейфового тока

k — постоянная Больцмана

L_n — диффузионная длина электронов

m_e — масса покоя электрона

m_n^* — эффективная масса электрона в кристалле

m_p^* — эффективная масса дырки

N_A — концентрация акцепторной примеси, число Авогадро

N_A^- — концентрация ионизированных акцепторов

N_D — концентрация донорной примеси

N_D^+ — концентрация ионизированных доноров

N_c — эффективная плотность энергетических уровней в зоне проводимости

$2N_c$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости

N_v — эффективная плотность энергетических уровней в валентной зоне

$2N_v$ — эффективная плотность состояний в валентной зоне

n — концентрация свободных электронов

n_0 — равновесная концентрация свободных электронов

n_i — собственная концентрация электронов

n_n — равновесная концентрация свободных электронов в полупроводнике n -типа

n_p — равновесная концентрация свободных электронов в полупроводнике p -типа

p_0 — равновесная концентрация свободных дырок

p_i — собственная концентрация дырок

p_n — равновесная концентрация свободных дырок в полупроводнике n -типа

p_p — равновесная концентрация свободных дырок в полупроводнике p -типа

q_e — заряд электрона

R — скорость рекомбинации носителей заряда в равновесных условиях

$t_{\text{рас}}$ — время рассасывания неравновесного заряда

Δn — избыточная концентрация электронов

Δp — избыточная концентрация дырок

ΔE_g — ширина запрещенной зоны

ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость

ϵ_0 — электрическая постоянная

μ_n — подвижность электронов

μ_p — подвижность дырок

ρ — удельное электрическое сопротивление

σ — удельная электрическая проводимость

σ_n — электронная составляющая удельной электрической проводимости

σ_p — дырочная составляющая удельной электрической проводимости

ϕ_T — температурный потенциал

χ — энергия электронного сродства

χ_n, χ_p — химический потенциал

ω — угловая частота

ГЛОССАРИЙ

Адиабатическое приближение — допущение при решении уравнения Шредингера для электронов и ядер, образующих кристалл, предполагающее, что валентные электроны движутся в поле неподвижных зарядов, образованных ядрами атомов и всеми электронами, исключая валентные.

Акцепторный — связанный с захватом электронов. Акцепторная примесь — примесь, обуславливающая дырочную электропроводность. Акцепторный полупроводник — примесный полупроводник с акцепторной примесью.

Акцептор — примесный атом или дефект кристаллической решетки, создающий в запрещенной зоне полупроводника вблизи потолка валентной зоны энергетический уровень, свободный от электрона в невозбужденном состоянии и способный захватить электрон из валентной зоны в возбужденном состоянии.

Анизотипный гетеропереход — электрический переход между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны и различным типом проводимости (*p-n*-гетеропереход).

База — область полупроводника, несимметричный *p-n*-перехода, обладающая меньшей проводимостью.

Барьерная емкость — составляющая емкости электронно-дырочного перехода, отражающая перераспределение зарядов в области пространственного заряда, обусловленное изменениями напряжения на переходе.

Биполярный транзистор — полупроводниковый прибор с двумя или несколькими взаимодействующими электрическими *p-n*-переходами и тремя (или более) выводами, усилительные свойства которого обусловлены явлениями инжекции и экстракции неосновных носителей заряда.

Болометр — полупроводниковый прибор, предназначенный для индикации и измерения теплового излучения.

Валентная зона — верхняя заполненная разрешенная энергетическая зона полупроводников и диэлектриков.

Варикап — полупроводниковый диод, принцип работы которого основан на ис-

пользовании зависимости емкости электрического перехода от обратного напряжения (представляет собой электрически управляемую емкость).

Варистор — полупроводниковый резистор, сопротивление которого зависит от приложенного напряжения.

Видность — отношение оцениваемой глазом мощности излучения к истинной полной мощности лучистой энергии. Отношение видности света заданной длины волны к максимальной видности называют относительной видностью. Зависимость относительной видности от длины волны представляет собой функцию спектральной чувствительности (спектральной световой эффективности).

Время жизни — промежуток времени с момента генерации частицы, являющейся носителем заряда, до ее рекомбинации.

Время свободного пробега — среднее время между двумя последовательными актами рассеяния носителя заряда.

Вторичный пробой — пробой биполярного транзистора, вызванный локальным увеличением плотности тока через коллекторный переход.

Выпрямительный диод — полупроводниковый диод, предназначенный для преобразования переменного тока в постоянный, к быстродействию, емкости р-п-перехода и стабильности параметров которого не предъявляют специальных требований.

Вырожденный полупроводник — примесный полупроводник, у которого примеси, вследствие значительной концентрации, образуют примесные энергетические зоны, которые сливаются с ближайшими энергетическими зонами кристалла, в результате чего образуется зонная структура, близкая к зонной структуре металлов (другое название полуметалл).

Генерация носителей заряда — процесс образования электронно-дырочной пары.

Гетеропереход — электрический переход между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны.

Граничная частота — частота, на которой коэффициент передачи тока базы биполярного транзистора становится равным единице.

Диод Шоттки — полупроводниковый диод, выпрямительные свойства которого основаны на использовании выпрямляющего контакта металл-полупроводник.

Дифференциальная емкость — емкость, определяемая отношением малых приращений заряда к вызвавшим их малым приращениям напряжения.

Дифференциальное сопротивление — сопротивлением, определяемое отношением малых приращений напряжения к малым приращениям тока (производной от напряжения по току).

Диффузия — движение носителей заряда из-за градиента их концентрации.

Диффузионная длина — расстояние от источника избыточной концентрации носителей заряда, на котором избыточная концентрация уменьшается в $e = 2,72$ раз.

Диффузионная емкость — составляющая емкости электронно-дырочного перехода, отражающая перераспределение зарядов в базе.

Диффузионное электрическое поле — электрическое поле между нескомпенсированными разноименными зарядами ионизированных примесей области пространственного заряда p - n -перехода, направленное от n -области к p -области.

Длина свободного пробега — среднее расстояние, которое проходит носитель заряда между двумя последовательными актами рассеяния (за время свободного пробега).

Донорный — связанный с отдачей электронов.

Донорная примесь — примесь, обуславливающая электронную электропроводность. Донорный полупроводник — примесный полупроводник с донорной примесью.

Донор — примесный атом или дефект кристаллической решетки, создающий в запрещенной зоне полупроводника вблизи дна зоны проводимости энергетический уровень, занятый в невозбужденном состоянии электроном и способный отдать электрон в зону проводимости в возбужденном состоянии.

Дрейф — направленное движение носителей заряда под действием электрического поля.

Дрейфовый транзистор — биполярный транзистор, в базе которого вследствие неравномерного распределения концентрации примесей имеется внутреннее электрическое поле, а неосновные носители заряда движутся в ней в результате дрейфа и диффузии, причем дрейф играет доминирующую роль.

Дырка — вакансия (отсутствие электрона) в системе ковалентных связей атома полупроводника; рассматривается как частица, аналогичная электрону, но с зарядом противоположного знака. В модели энергетических зон дырка (дырочное состояние) — вакантное (незанятое) состояние в валентной зоне, возникающее в результате перехода электрона в зону проводимости.

Дырочная электропроводность — электропроводность, обусловленная перемещением дырок от одного атома полупроводника к другому. При дырочной электропроводности в действительности перемещаются электроны, но более ограничено, чем при электронной (электроны переходят из данных атомов только в соседние).

Закон действующих масс — в невырожденном полупроводнике произведение концентраций свободных электронов и дырок при термодинамическом равновесии есть постоянная величина, равная квадрату собственной концентрации при данной температуре. Закон справедлив как для собственных, так и для примесных полупроводников, то есть в любом невырожденном полупроводнике увеличение концентрации носителей одного знака приводит к уменьшению концентрации носителей противоположного знака.

Запрещенная энергетическая зона — область значений энергии, которыми не могут обладать электроны в кристалле. Наибольшее значение имеет запрещенная зона, разделяющая валентную зону и зону проводимости.

Затвор — металлический электрод, нанесенный на слой диэлектрика структуры металл-диэлектрик-полупроводник; в полевых транзисторах затвор — полупроводниковая или металлическая область, используемая для получения эффекта модуляции значения дрейфового тока.

Зона проводимости — следующая за валентной зоной свободная разрешенная энергетическая зона полупроводников. В металлах верхнюю частично заполненную разрешенную энергетическую зону называют как валентной зоной, так и зоной проводимости.

Изотипный гетеропереход — электрический переход между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны и одинаковым типом проводимости (*p-p*-гетеропереход, *n-n*-гетеропереход).

Импульсный диод — полупроводниковый диод, имеющий малую длительность переходных процессов и предназначенный для работы в импульсных режимах.

Инжекция — внедрение носителей заряда через *p-n*-переход из области, где они являются основными, в область, где они являются неосновными, за счет снижения потенциального барьера.

Инфракрасный излучающий диод — полупроводниковый диод, предназначенный для преобразования электрической энергии в энергию некогерентного излучения инфракрасной области спектра.

Исток — в полевых транзисторах сильнолегированная полупроводниковая область, в направлении от которой происходит дрейф основных носителей заряда; омическим контактом связана с одноименным электродом транзистора.

Канал — в полевых транзисторах область, в которой осуществляется дрейф основных носителей заряда и модуляция значения дрейфового тока; В большинстве структур полевых транзисторов представляет собой тонкий слой, расположенный либо непосредственно у поверхности подложки, либо на некотором расстоянии от поверхности и параллельно поверхности.

Квантовый выход — отношение числа излученных фотонов к числу рекомбинировавших пар носителей заряда полупроводникового излучателя. Характеризует энергетическую эффективность излучателя. Внутренний квантовый выход определяет эффективность излучения непосредственно в *p-n*-переходе, а внешний — на поверхности кристалла полупроводника.

Квантовая эффективность генерации — отношение числа генерируемых пар носителей заряда к числу поглощенных фотонов в фотоэлектрических приемниках излучения.

Коллектор — область биполярного транзистора, основным назначением которой является экстракция носителей заряда из базы.

Контакт металл-полупроводник — переходный слой между металлом и полупроводником, в котором существует контактное электрическое поле; является частным случаем гетероперехода (переход металл-полупроводник).

Контактная разность потенциалов — разность потенциалов в состоянии термодинамического равновесия между областями, прилегающими к металлургической границе электрического перехода; характеризует контактное электрическое поле.

Коэффициент диффузии — коэффициент пропорциональности между значением потока частиц при диффузии и значением градиента их концентрации.

Коэффициент инжекции — отношение тока инжекции носителей заряда из эмиттера в базу к полному току эмиттера биполярного транзистора. Дифференциальный коэффициент инжекции определяется отношением приращения тока носителей заряда, инжектированных из эмиттера в базу, к приращению полного тока эмиттера при постоянном напряжении на коллекторном переходе.

Коэффициент лавинного размножения — количественная характеристика процесса лавинного размножения носителей заряда; представляет собой отношение тока, образованного носителями заряда, выходящими из обедненного слоя электрического перехода, к току, обусловленному носителями заряда того же знака, входящими в обедненный слой.

Коэффициент насыщения — отношение фактического тока базы насыщенного биполярного транзистора к току базы на границе режима насыщения.

Коэффициент передачи тока эмиттера — отношение тока коллектора биполярного транзистора к току эмиттера; дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера — отношение приращения тока коллектора к вызвавшему его приращению тока эмиттера при постоянном напряжении на коллекторном переходе.

Коэффициент передачи тока базы — отношение тока коллектора биполярного транзистора к току базы; дифференциальный коэффициент передачи тока базы — отношение приращения тока коллектора к вызвавшему его приращению тока базы при постоянном напряжении на коллекторном переходе.

Коэффициент переноса — отношение тока носителей заряда, инжектированных в базу и достигших коллекторного перехода, к току инжекции из эмиттера в базу. Дифференциальный коэффициент переноса определяется отношением приращения тока носителей заряда, инжектированных в базу и достигших коллекторного перехода, к приращению тока инжекции из эмиттера в базу при постоянном напряжении на коллекторном переходе.

Коэффициент усиления по напряжению — отношение малого приращения напряжения между стоком и истоком к малому приращению напряжения между затвором и истоком полевого транзистора при постоянном токе стока.

Критическая напряженность — напряженность электрического поля, при которой дрейфовая составляющая полной средней скорости носителей заряда становится сравнимой с тепловой составляющей.

Крутизна — отношение малого приращения тока стока полевого транзистора к малому приращению напряжения между затвором и истоком при постоянном напряжении между стоком и истоком (малосигнальная передаточная проводимость).

Лавинный пробой — пробой электронно-дырочного перехода, обусловленный лавинным размножением носителей заряда путем ударной ионизации атомов полупроводника под действием сильного электрического поля.

Магниторезистивный эффект — эффект изменения электрического сопротивления полупроводника под действием магнитного поля (эффект Гаусса).

МДП-структура — структура металл-диэлектрик-полупроводник; многослойная структура, содержащая монокристаллическую пластину полупроводника с омическим контактом, на свободную планарную поверхность которой нанесен тонкий слой диэлектрика, покрытый металлическим электродом; представляет собой нелинейный конденсатор; является основой построения МДП-транзисторов.

МДП-транзистор — транзистор типа металл-диэлектрик-полупроводник; полевой транзистор, затвор которого электрически изолирован от проводящего канала диэлектрическим слоем, а модуляция проводимости канала обусловлена изменением концентрации носителей заряда за счет эффекта поля в структуре металл-диэлектрик-полупроводник.

Модель энергетических зон — модель, которая базируется на зонной теории твердого тела, основанной на применении аппарата квантовой механики к описанию поведения электронов в твердых кристаллических телах.

Модуляция толщины базы — изменение эффективной толщины базы, обусловленное изменением токов и напряжений биполярного транзистора.

Модуляция длины канала — изменение длины канала полевого транзистора под действием напряжения между стоком и истоком.

Напряжение отсечки — напряжение между затвором и истоком полевого транзистора, при котором происходит перекрытие токопроводящего канала.

Напряжение спрямления энергетических зон — напряжение на затворе МДП-структуры, при котором происходит компенсация изгиба энергетических зон, обусловленного поверхностными состояниями, зарядами в диэлектрике и контактной разностью потенциалов.

Начальный ток — значение тока при обратном напряжении на каком-либо переходе биполярного транзистора при условии, что напряжение на другом переходе равно нулю.

Начальный ток стока — значение тока стока полевых транзисторов с управляющим переходом и МДП-транзисторов со встроенным каналом при напряжении между затвором и истоком, равном нулю.

Обедненный слой — область с пониженной концентрацией подвижных носителей заряда, обладающая большим сопротивлением.

Обращенный диод — диод на основе полупроводника с критической концентрацией примесей, в котором проводимость при обратном напряжении вследствие туннельного эффекта значительно больше, чем при прямом напряжении.

Область пространственного заряда — область с пониженной концентрацией подвижных носителей заряда, содержащая нескомпенсированные ионы примеси.

Обратный ток — ток через электронно-дырочный переход, обусловленный экстракцией носителей заряда.

Омический контакт — контакт, для которого в определенных диапазонах изменения токов и напряжений выполняется закон Ома.

Оптоэлектронная пара — оптоэлектронный полупроводниковый прибор, состоящий из излучающего и фотоприемного элементов, между которыми имеется оптическая связь и обеспечена электрическая изоляция (оптопара, оптрон).

Оптоэлектронный полупроводниковый прибор — полупроводниковый прибор, чувствительный к электромагнитному излучению в оптическом диапазоне спектра, или излучающий электромагнитную энергию в том же диапазоне, или использующий электромагнитное излучение для своей работы.

Переход Шоттки — переходный слой между металлом и полупроводником, в котором существует контактное электрическое поле.

Подвижность — коэффициент пропорциональности между скоростью дрейфа носителей заряда и напряженностью электрического поля.

Подложка — полупроводниковая пассивная монокристаллическую пластину, составляющая конструктивную основу МДП-структур и полевых транзисторов.

Полевой транзистор — активный полупроводниковый прибор, в котором используются эффект дрейфа основных носителей через проводящий канал под действием продольного электрического поля и эффект модуляции дрейфового тока поперечным электрическим полем.

Полевой транзистор с управляющим переходом — полевой транзистор, модуляция проводимости канала которого происходит за счет изменения толщины слоя объемного заряда выпрямляющего электрического перехода, смещенного в обратном направлении.

Полевой транзистор с изолированным затвором — полевой транзистор, затвор которого электрически изолирован от проводящего канала диэлектрическим слоем, а модуляция проводимости канала обусловлена изменением концентрации носителей заряда за счет эффекта поля в структуре металл-диэлектрик-полупроводник.

Полупроводник — широкий класс веществ, характеризующихся при комнатной температуре значениями удельной электрической проводимости в пределах от $(10^{-12} - 10^{-10}) \text{ См}\cdot\text{см}^{-1}$ до $(10^4 - 10^6) \text{ См}\cdot\text{см}^{-1}$, обладающих высокой чувствительностью электропроводности к внешним энергетическим воздействиям (температуре, электрическому полю, свету, потокам быстрых частиц и др.), а также к содержанию примесей и дефектов в кристаллах.

Полупроводниковый диод — электропреобразовательный прибор, который, как правило, содержит один или несколько электрических переходов и два вывода для подключения к внешней цепи.

Пороговое напряжение — напряжение на затворе МДП-структуры, при котором в приповерхностной области полупроводника образуется инверсный слой (токопроводящий канал).

Предельная частота — частота, на которой амплитуда гармонического тока коллектора в 2 раз меньше, чем амплитуда гармонического тока базы (предельная частота коэффициента передачи тока базы) или гармонического тока эмиттера (предельная частота коэффициента передачи тока эмиттера).

Примесный полупроводник — полупроводники, электрические характеристики которых определяются примесями.

Примесная электропроводность — электропроводность полупроводника, обусловленная внедрением примесей.

Пробой — резкое возрастание обратного тока через переход в области обратных напряжений, превышающих определенное критическое значение.

Прокол базы — явление смыкания переходов биполярного транзистора, обусловленное эффектом Эрли при достаточно больших обратных напряжениях на коллекторном переходе.

Режим отсечки — режим работы биполярного транзистора при обратных напряжениях на эмиттерном и коллекторном переходах.

Режим насыщения — режим работы биполярного транзистора при прямых напряжениях на эмиттерном и коллекторном переходах.

Рекомбинация — процесс восстановления разорванных ковалентных связей, который сопровождается исчезновением пары носителей заряда электрон-дырка.

Светоизлучающий диод — полупроводниковый диод, предназначенный для преобразования электрической энергии в энергию некогерентного светового излучения.

Скорость генерации — число свободных носителей заряда, возбуждаемых в единичном объеме полупроводника за единицу времени.

Скорость рекомбинации — число носителей заряда, рекомбинирующих в единичном объеме полупроводника за единицу времени.

Собственная электропроводность — электропроводность полупроводника, обусловленная парными носителями заряда (электронами и дырками) теплового происхождения.

Собственный полупроводник — полупроводник, не содержащий примесей и обладающий собственной электропроводностью.

Световая характеристика — зависимость фототока от светового потока.

Стабилитрон — полупроводниковый диоды, для которого характерна слабая зависимость напряжения от тока в области электрического пробоя при обратном смещении.

Сток — в полевых транзисторах сильнолегированная полупроводниковая область, в направлении к которой происходит дрейф основных носителей заряда; омическим контактом связана с одноименным электродом транзистора.

Темновой ток — ток фотоэлектрического приемника в отсутствии освещения.

Температура удвоения — приращение температуры, вызывающее изменение теплового тока электронно-дырочного перехода в два раза.

Теоретическая работа выхода — минимальная энергия, необходимая для перевода электрона в вакуум с энергетического уровня Ферми.

Термоэлектронная эмиссия — явление выхода электронов из твердого тела в вакуум за счет тепловой энергии кристаллической решетки.

Тепловой пробой — пробой, обусловленный разогревом p - n -перехода вследствие выделения теплоты при протекании обратного тока, когда отсутствует достаточный теплоотвод, обеспечивающий устойчивость теплового режима.

Тепловой ток — ток, обусловленный тепловой генерацией неосновных носителей заряда в нейтральных p - и n -областях, прилегающих к обедненному слою p - n -перехода.

Тиристор — полупроводниковый прибор с тремя и более p - n -переходами, вольт-амперная характеристика которого имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Ток насыщения — ток полупроводникового прибора, значение которого слабо зависит от напряжения.

Туннельный диод — полупроводниковый диод с вольтамперной характеристикой n -типа, принцип действия которого основан на эффекте туннельного прохождения носителей заряда через потенциальный барьер p - n -перехода с вырожденными p - и n -областями.

Туннельный пробой — пробой электронно-дырочного перехода, обусловленный туннельным эффектом — переходом электронов сквозь узкий потенциальный барьер без изменения энергии.

Уравнение непрерывности — фундаментальное уравнение физики полупроводников; дифференциальное уравнение в частных производных, которое связывает изменения концентраций свободных носителей заряда в полупроводнике с их генерацией, рекомбинацией, дрейфовым и диффузионным движением.

Уровень инжекции — отношение концентрации инжектированных в базу неосновных носителей заряда к равновесной концентрации основных носителей заряда в базе.

Уровень Ферми — энергетический уровень, соответствующий максимально возможной энергии электронов при температуре абсолютного нуля; при любой температуре, отличной от температуры абсолютного нуля, уровень Ферми заполнен наполовину.

Фоторезистивный эффект — изменение электрического сопротивления полупроводника, обусловленное действием оптического излучения.

Фотогальванический эффект — явление возникновения фото-ЭДС за счет разделения носителей заряда, возникающих под действием оптического излучения, электрическим полем выпрямляющего электрического перехода.

Ширина запрещенной зоны — разница энергий дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

Экстракция — процесс захвата электрическим полем р-п-перехода неосновных носителей заряда и переноса их при обратном напряжении через переход в область с противоположным типом электропроводности.

Эмиттер — высоколегированная область полупроводникового прибора, основным назначением которой является инжекция из нее основных носителей заряда.

Электрический переход — переходный слой между областями твердого тела с различными типами или значениями проводимости.

Электронная электропроводность — электропроводность, обусловленная движением свободных электронов.

Электронно-дырочный переход — электрический переход между областями полупроводника с электропроводностью р- и n-типов, в котором существует диффузионное электрическое поле и сохраняется монокристаллическая структура полупроводника.

Эффективная масса — эквивалентная масса носителя заряда, характеризующая его движение в потенциальном поле кристаллической решетки.

Эффективная концентрация — разность концентраций донорной и акцепторной примесей.

Эффект Шоттки — эффект понижения высоты потенциального барьера на контакте металл-полупроводник под влиянием сильного электрического поля и сил зеркального изображения.

Эффект Эрли — эффект модуляции толщины базы под действием электрического поля коллекторного перехода.

Учебное издание

Легостаев Николай Степанович
Четвергов Константин Владимирович

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

Корректор Осипова Е. А.
Компьютерная верстка Перминова М. Ю.

Подписано в печать 20.12.11. Формат 60х84/8.
Усл. печ. л. 28,37. Тираж 300 экз. Заказ

Издано в ООО «Эль Контент»
634029, г. Томск, ул. Кузнецова д. 11 оф. 17
Отпечатано в Томском государственном университете
систем управления и радиоэлектроники.
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40
Тел. (3822) 533018.