

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени авиационный
институт имени академика С.П. Королева

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНТЕГРАЛЬНЫХ
ДИОДОВ

Методические указания
к лабораторной работе

Составитель А.И. Колпаков

УДК 621.382

Исследование параметров интегральных диодов:
Метод. указания к лаб. работе/Куйбышев. авиац.
ин-т; Сост. А.И. Колпаков; Куйбышев, 1990. 24 с.

Рассмотрены особенности работы транзистора в диодном включении. Приведена методика расчета и проектирования интегральных диодов. Составлены на кафедре "Микроэлектроника и технология РЭА" и являются частью циклов работ по курсам "Основы микроэлектроники" и "Физические явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах". Предназначены для студентов спец. 23.01 и 23.03.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Куйбышевского ордена Трудового Красного Знамени авиационного института имени академика С.П. Королева

Рецензент В.В. З а й ц е в

Ц е л ь р а б о т ы: закрепление знаний в области физики полупроводниковых приборов и интегральной схемотехники, полученных при изучении курсов "Основы микроэлектроники" и "Физические явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах"; практическая реализация знаний физических свойств $p-n$ -перехода и исследование интегральных диодов, выполненных приемами интегральной схемотехники на базе биполярных транзисторов.

З а д а н и е:

1. По конспекту лекций, данным методическим указаниям и рекомендованной литературе изучить теоретические основы интегральных диодов.
2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.
3. Выполнить предварительные расчеты.
4. Изучить порядок выполнения работы.
5. Включить лабораторный стенд.
6. Выполнить расчеты, снять экспериментальные результаты и построить графики требуемых в работе зависимостей.
7. Провести анализ полученных результатов и сделать выводы.

П р и б о р ы и п р и н а д л е ж н о с т и: лабораторный стенд, вольтметр, миллиамперметр, термометр, набор интегральных диодов.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Физические свойства интегральных диодов

Основными и наиболее сложными в изготовлении структурами интегральных микросхем (ИМС) являются $p-n$ -переходы, представляющие собой электропреобразовательные элементы, имеющие два вывода от p - и n -областей соответственно. В ИМС $p-n$ -переходы чаще всего используют при изготовлении транзисторов, тиристоров и выпрямителей, а также других элементов, в конструкции которых содержатся $p-n$ -переходы.

При проектировании диодных структур должны быть известны определяющие уравнение вольт-амперной характеристики параметры: быстродействие, емкость диодного перехода, емкость диода на подложку и паразитный ток утечки на подложку. Для более глубокого понимания принципов проявления этих параметров в работе ИМС рассмотрим физические свойства $p-n$ -перехода.

Физические основы контактных явлений в $p-n$ -переходах. На границе раздела между двумя различными по типу электропроводности полупроводниками возникают потенциальные барьеры, обусловленные перераспределением концентраций подвижных носителей заряда между контактирующими материалами. Электрические свойства возникшего граничного слоя оказываются зависящими от величины и полярности приложенного внешнего напряжения. Если контакт полупроводников p -и n -типов проводимости обладает нелинейной вольт-амперной характеристикой (ВАХ), т.е. если их электрическое сопротивление при одной полярности напряжения больше, чем при другой, то граничный слой такого контакта называют **в и п р я м л я ю щ и м $p-n$ -переходом**. Нелинейные свойства переходов используются при изготовлении подавляющего числа микроэлектронных элементов. Широкое применение выпрямляющие переходы нашли в качестве изолирующих элементов при формировании структур ИМС.

По характеру структуры $p-n$ -переходы подразделяются на резкие со ступенчатым распределением концентрации примесных атомов в объеме кристалла и плавные с распределением концентрации примесных атомов, описываемым какой-либо непрерывной функцией. По степени легирования p -и n -областей $p-n$ -перехода последние делятся на симметричные и несимметричные. С и м м е т р и ч н ы м и называют переходы, образуемые одинаково легированными материалами p -и n -типов, н е с и м м е т р и ч н ы м и — образуемые материалами p -и n -типов с уровнями легирования, отличающимися на несколько порядков.

Рассмотрим основные свойства $p-n$ -перехода на примере контакта двух равномерно легированных полупроводников. Предположим, что концентрация акцепторных атомов в полупроводнике p -типа составляет N_A , а концентрация донорных атомов в полупроводнике n -типа — N_D . Вследствие разности концентраций электронов и дырок по обе стороны от контакта полупроводников p -и n -типов возникает диффузионное перемещение подвижных носителей заряда: электроны движутся из n -области в p -область, а дырки диффундируют в противоположном направлении. Можно считать, что на такое перемещение носителей заряда кулоновское взаимодействие практически не оказывает влияния. Движущей силой диффузионного перемещения электронов и дырок через $p-n$ -переход является градиент их концентрации в окрестности раздела материалов p -и n -типов проводимости. Уход электронов и дырок из приконтактных областей создает область объемного заряда, характеризующуюся контактным или диффу-

зионным потенциалом, возникновение которого обусловлено разноименно заряженными неподвижными атомами донорной и акцепторной примесей.

Процессы перемещения носителей заряда прекращаются тогда, когда контактный потенциал уравнивает разность работ выхода электронов из полупроводников p - и n -типов. При этом ток, создаваемый электрическим полем, возникающим в области объемного заряда, полностью компенсируется диффузионным током, возникающим под действием градиента концентрации подвижных электронов и дырок. В процессе диффузии электроны и дырки переносят электрические заряды противоположных знаков. Аналитически плотность диффузионной составляющей тока, протекающего через p - n -переход, описывается соотношением

$$j_D = j_{Dn} + j_{Dp} = q(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}), \quad (1)$$

где D_n и D_p - коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно; dn/dx и dp/dx - градиенты концентраций электронов и дырок соответственно, q - заряд электрона.

Следует отметить, что направление тока j_D совпадает с направлением перемещения дырок. Плотность дрейфовой составляющей тока, возникающего под воздействием электрического поля области объемного заряда, можно записать в следующем виде:

$$j_E = j_{En} + j_{Ep} = qE(n\mu_n + p\mu_p), \quad (2)$$

где E - напряженность электрического поля в области объемного заряда p - n -перехода; μ_n и μ_p - подвижность электронов и дырок; n и p - концентрация электронов и дырок соответственно.

В условиях термодинамического равновесия диффузионный ток оказывается полностью скомпенсированным встречным дрейфовым током. Аналитически этот процесс описывается выражением

$$j = j_D + j_E = q(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}) + qE(n\mu_n + p\mu_p) = 0. \quad (3)$$

Из равенства нулю суммарного тока p - n -перехода следует, что такая система контактирующих полупроводников должна характеризоваться одинаковым положением уровней Ферми в p - и n -областях.

На рис. 1 показаны характер распределения концентрации ионов донорной и акцепторной примесей, потенциала, напряженности электрического поля, а также искривление уровней энергетических зон в области контакта для резкого p - n -перехода. Пунктирными линиями очерчена приграничная область $d = x_p + x_n$, внутри которой наблюда-

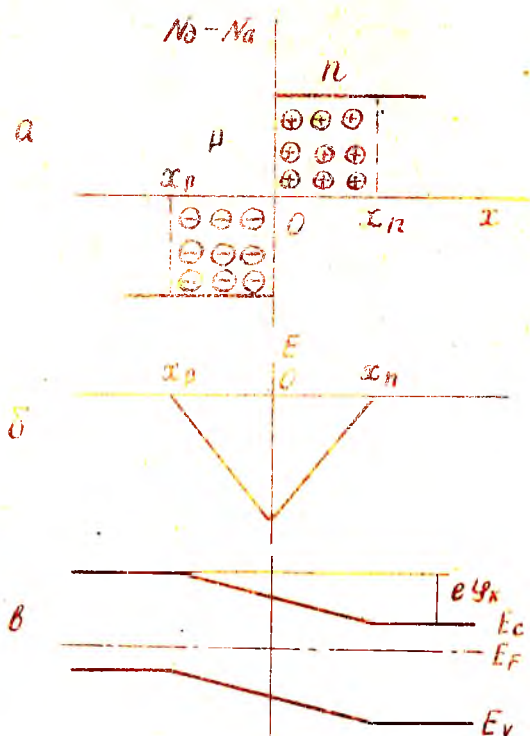


Рис. I. Распределение объёмного заряда (а), напряженности электрического поля (б) и искривление энергетических зон (в) вблизи металлургической границы $p-n$ -перехода в условиях термодинамического равновесия

ется изменение указанных величин. Эта область называется **з а п и р а ю щ и м с л о е м**. Вне этого слоя уровни энергетических зон полупроводников n - и p -типов не искажаются, т.е. в этих областях электрическая нейтральность полупроводников не нарушается, и напряженность электрического поля равна нулю.

Запирающий слой $p-n$ -перехода оказывается обедненным подвижными носителями заряда, поэтому его удельное сопротивление существенно превышает удельное сопротивление областей, лежащих за пределами этого

слоя.

В запирающем слое находятся подвижные электроны и дырки, обладающие тепловой энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера. Кроме того в нем протекают процессы генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар. Однако концентрации таких носителей заряда малы по сравнению с концентрациями основных носителей за пределами запирающего слоя. При идеальном рассмотрении свойств $p-n$ -перехода этими концентрациями можно пренебречь и считать, что объемные заряды в запирающем слое обусловлены присутствием только ионизированных примесных атомов донорной и акцепторной примесей. Пользуясь таким приближением, определим важнейшие физические величины, характеризующие свойства $p-n$ -перехода.

Высота потенциального барьера, определяемая разностью положений уровня Ферми в полупроводниках p - и n -типов, может быть вычислена из соотношения

$$\varphi_K = E_{Fn} - E_{Fp}, \quad (4)$$

где E_{Fn} , E_{Fp} - положение уровня Ферми в n - и p -областях соответственно.

Величины E_{Fn} и E_{Fp} можно определить, если прологарифмировать выражения

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right), \quad (5)$$

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right), \quad (6)$$

где $N_C = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2}$ - эффективная плотность квантовых состояний в зоне проводимости;

$N_V = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2}$ - эффективная плотность квантовых состояний в валентной зоне.

Подставив полученные из (5) и (6) выражения для E_{Fn} и E_{Fp} в (4), получим

$$\varphi_K = \Delta E + kT \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{N_C N_V}, \quad (7)$$

где $\Delta E = E_C - E_V$ - ширина запрещенной зоны полупроводника;

n_{n0} , p_{p0} - концентрации основных электронов и дырок в n - и p -областях вне запирающего слоя.

С другой стороны, при использовании выражения

$$np = N_0 N_V \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (8)$$

$$np = n_i^2, \quad (9)$$

где n_i - собственная концентрация электронов, равная собственной концентрации дырок p_i , можно получить

$$N_0 N_V = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (10)$$

Путем несложных преобразований выражения (7) находим

$$I_K = kT e n \frac{p_{p0} p_{n0}}{n_i^2}. \quad (11)$$

Если учесть, что $n_i^2 = n_{p0} p_{n0} = p_{p0} n_{n0}$, где p_{p0} и n_{n0} - концентрации несвязанных дырок и электронов в p - и n -областях вне запирающего слоя p - n -перехода соответственно, выражение (11) можно переписать в следующем виде:

$$I_K = kT e n \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = kT e n \frac{p_{p0}}{p_{n0}} \approx \frac{kT}{q} e n \frac{N_A N_D}{n_i^2}, \quad (12)$$

где N_A, N_D - концентрации атомов примеси донорного и акцепторного типа соответственно.

Максимально возможное значение контактного потенциала для этого случая определяется шириной запрещенной зоны полупроводника.

$$I_{K \max} = \frac{\Delta E}{q}. \quad (13)$$

Температурная зависимость контактного потенциала определяется в основном изменением собственной концентрации подвижных носителей заряда n_i , которая сильно зависит от температуры:

$$n_i = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (14)$$

где A - некоторая постоянная величина, определяемая свойствами полупроводника.

Значение потенциала φ_K уменьшается для кремния при повышении температуры, примерно на 2 мВ на каждый градус.

Зависимость постоянного тока I , протекающего через p - n -переход, от приложенного к нему постоянного напряжения описывается идеализированным теоретическим соотношением

$$I = I_S \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (15)$$

где J_s - ток насыщения.

Этот ток обусловлен дрейфовым перемещением через $p-n$ -переход неосновных носителей заряда:

$$J_s = qS \left(\frac{p_n L_p}{\tau_p} + \frac{n_p L_n}{\tau_n} \right) = qS n_i^2 \left(\frac{L_p}{\tau_p N_a} + \frac{L_n}{\tau_n N_d} \right), \quad (16)$$

где S - площадь $p-n$ -перехода; L_p, τ_p - диффузионная длина и время жизни инжектируемых дырок в n -области; L_n, τ_n - диффузионная длина и время жизни инжектируемых электронов в p -области.

Вольт-амперная характеристика диода, определяемая выражением (15), представлена кривой 1 на рис. 2.

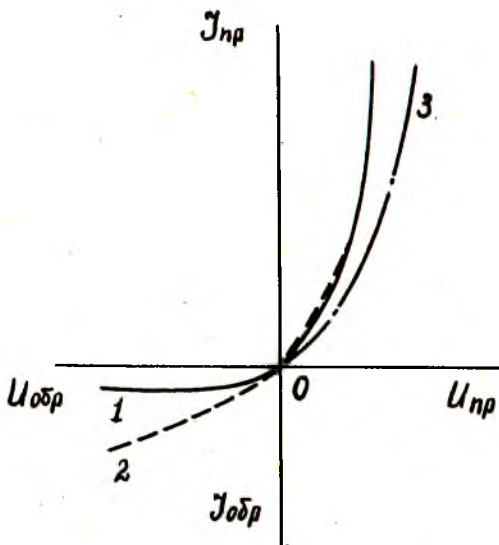


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики полупроводниковых диодов: 1 - вычисленная по формуле (15); 2 - вычисленная с учётом процессов рекомбинации - генерации носителей заряда в области объемного заряда; 3 - отклонение прямой ветви за счет падения напряжения в объеме полупроводника

В большинстве случаев в ИМС используют $p-n$ -переходы, у которых концентрации примесных атомов в одной из областей значительно больше,

чем в другой (несимметричные $p-n$ -переходы). Если, например, $N_d \gg N_a$, то в соотношении (16) существенным окажется только первое слагаемое выражения, заключенного в скобки, и тогда

$$J_s \approx q S n_i^2 \frac{L_p}{\tau_p N_a} \quad (17)$$

Ток насыщения пропорционален квадрату собственной концентрации носителей заряда, поэтому он должен проявлять, согласно выражению (14), сильную зависимость от температуры: так, например, в кремниевых $p-n$ -переходах удваивается при повышении температуры на каждые 5°C .

При прямом напряжении смещения ($U > 0$), превышающем несколько kT/q , выполняется условие $\exp(\frac{qU}{kT}) \gg 1$, и уравнение (15) принимает вид

$$J_{np} \approx J_s \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \quad (18)$$

При обратном смещении $p-n$ -перехода ($U < 0$), также превышающем несколько kT/q , в выражении (15) экспоненциальным членом можно пренебречь. В этом случае соотношение (15) преобразуется в равенство

$$J_{обр} \approx J_s = \text{const.}$$

У реальных полупроводниковых диодов часто наблюдается отклонение от зависимости (15). В материалах с широкой запрещенной зоной, и в частности в кремнии, концентрация неосновных носителей заряда невелика. Поэтому основное влияние на величину J_s оказывают носители, генерируемые в области объемного заряда в виде электронно-дырочных пар. При этом в обратном токе появляется составляющая, пропорциональная ширине области объемного заряда и зависящая от напряжения обратного смещения. В этом случае на начальном участке ВАХ (кривая 2 на рис. 2) оказывается больше, чем это следует из соотношения (15). В отличие от J_s генерационный ток пропорционален n_i в первой степени:

$$J_{ген} \approx q S n_i d / \tau, \quad (19)$$

где d - ширина области объемного заряда $p-n$ -перехода; τ - время жизни электронно-дырочной пары, поэтому $J_{ген}$ с повышением температуры возрастает медленнее, чем J_s (в кремниевых $p-n$ -переходах удваивается при повышении температуры на каждые 10°C).

Дополнительные составляющие $J_{обр}$ возникают под влиянием различных объемных и поверхностных дефектов. Эти составляющие обычно называют током утечки, причем считают, что он линейно зависит от $U_{обр}$. При повышении температуры быстрее других составляющих возрастает ток J_s , который в конечном счете становится преобладающим

над всеми остальными составляющими обратного тока.

Падение напряжения в объеме полупроводника вне области объемного заряда $p-n$ -перехода (запирающего слоя) при больших прямых токах уменьшает крутизну прямой ветви ВАХ (кривая 3 на рис. 2). Замедление нарастания тока с увеличением $I_{пр}$ обусловлено также эффектами высокого уровня инжекции, т.е. большой плотности прямого тока. При достаточно большом $I_{пр}$ концентрация инжектируемых в более высокоомную область полупроводника носителей заряда может оказаться соизмеримой с концентрацией основных носителей в ней и даже существенно превысить ее. Это и приводит к появлению в полупроводнике электрического поля, изменяющего закономерности перемещения свободных носителей заряда.

Частотные свойства диода. Всякий $p-n$ -переход шунтируется емкостью C_n , являющейся суммой емкостей:

$$C_n = C_{бар} + C_{диф}, \quad (20)$$

где $C_{бар}$ — барьерная емкость, обусловленная наличием в области объемного заряда $p-n$ -перехода ионизированных примесных атомов, заряд которых не скомпенсирован основными носителями; $C_{диф}$ — диффузионная емкость, связанная с инерционностью установления распределения концентраций неравновесных носителей заряда внутри p - и n -областей структуры.

Изменение суммарного заряда ионов в области объемного заряда возможно только за счет изменения ширины этой области под действием напряжения, приложенного к $p-n$ -переходу. Этот процесс является практически безынерционным, поэтому барьерная емкость $p-n$ -перехода не зависит от частоты во всем диапазоне используемых частот. Дифференциальное значение емкости, характеризующее емкостную реакцию на переменное напряжение U , малое по сравнению с постоянным напряжением на $p-n$ -переходе, равно:

$$C_{бар} = \frac{dQ}{dU} = \frac{K \epsilon \epsilon_0}{(U_k - U_0)^n}, \quad (21)$$

где K — постоянная величина, пропорциональная площади $p-n$ -перехода; n — показатель степени, определяемый характером распределения концентраций примесных атомов вблизи $p-n$ -перехода; U_0 — напряжение обратного смещения $p-n$ -перехода.

Барьерная емкость уменьшается с увеличением напряжения обратного смещения. Если $U_0 < 0$, то всю емкость $p-n$ -перехода можно считать равной его барьерной емкости.

При протекании через $p-n$ -переход прямого тока проявляется $C_{диф}$, которая по мере увеличения тока может превысить величину

$\sigma_{\text{эф}}$. Носители заряда, инжектируемые $p-n$ -переходом, распространяются в p - и n -областях, подчиняясь законам диффузии. Вследствие рекомбинации концентрация этих носителей по мере диффузии вглубь областей полупроводниковой структуры убывает, причем глубина проникновения имеет порядок диффузионной длины L . Этот процесс приводит к накоплению неравновесных носителей заряда вблизи $p-n$ -перехода. Причем заряд этих носителей пропорционален току через $p-n$ -переход, однако из-за сравнительно медленного характера диффузии и рекомбинации неравновесных носителей заряда он не может мгновенно изменяться с изменением тока. Инерционность зарядов описывается временем жизни инжектируемых электронов и дырок и обуславливает емкостной характер реакции $p-n$ -перехода на всякое изменение прямого тока. Это явление описывается эквивалентной диффузионной емкостью $p-n$ -перехода, которая при достаточной протяженности p - и n -областей полупроводниковой структуры, превышающей диффузионную длину, на низких частотах описывается выражением

$$C_{\text{диф}} = \frac{q^2}{kT} [n_p L_n + p_n L_p] \exp\left(\frac{qU}{kT}\right), \quad (22)$$

где n_p, p_n - концентрации неосновных равновесных электронов и дырок в p - и n -областях $p-n$ -перехода; L_n, L_p - диффузионные длины электронов и дырок в тех же областях.

При повышении частоты значение $C_{\text{диф}}$ уменьшается и стремится к нулю на частотах, период которых значительно меньше времен жизни неосновных носителей заряда τ_n и τ_p .

Накопление неравновесных носителей заряда при прохождении прямого тока оказывает сильнейшее влияние на свойства импульсных диодов в схемах переключения. При изменении полярности напряжения на диоде с прямой на обратную в первый момент возникает большой обратный ток (рис. 3, а) и лишь через некоторое время $t_{\text{восм}}$, равное времени жизни носителей заряда, его значение снижается до нормального, соответствующего приложенному обратному напряжению. Если длительность импульса обратного напряжения будет значительно меньше $t_{\text{восм}}$, то диод не будет выполнять функции выпрямителя, и наоборот, при резком включении достаточно большого прямого тока (рис. 3, б) в первый момент прямое сопротивление оказывается больше, чем в статическом состоянии, и только спустя время $t_{\text{уом}}$, в течение которого происходит накопление неосновных носителей заряда в объеме полупроводника, сопротивление и па-

дение прямого напряжения уменьшаются до значений, измеряемых на постоянном токе. При коротком импульсе прямого тока этот процесс может

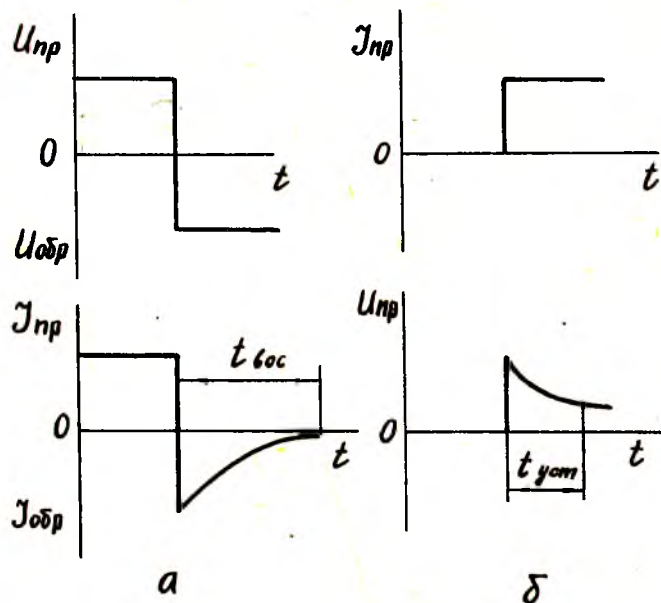


Рис. 3. Характеристики процессов установления обратного тока (а) и падения прямого напряжения (б) диода, обусловленные эффектом накопления неосновных носителей заряда в объеме полупроводника

не завершиться, и тогда прямое сопротивление диода будет повышенным.

Важным параметром, характеризующим работу диода на переменном токе, является дифференциальное сопротивление, определяемое из выражения

$$z_{диф} = \frac{dU}{dI} \quad (23)$$

и представляющее собой изменение тока, протекающего через диод, при изменении напряжения вблизи некоторого значения U , заданного рабочей точкой. Для идеального диода величину $z_{диф}$ определяют путем дифференцирования уравнения ВАХ (15):

$$Z_{\partial u \varphi} = \frac{dU}{dI} = \frac{kT}{q(I+I_s)} \quad (24)$$

Дифференциальное сопротивление зависит как от тока, так и от приложенного к диоду напряжения. При обратном смещении диода $Z_{\partial u \varphi}$ велико и изменяется в пределах от нескольких десятков килоом до сотен мегаом. В случае прямого смещения $Z_{\partial u \varphi}$ составляет обычно десятки Ом, т.к. определяется большим током, протекающим в прямом направлении.

Формирование диодных структур на базе биполярных транзисторов.

Структура интегрального транзистора позволяет путем схемного решения формировать диоды полупроводниковой ИМС. Способ включения одного из двух переходов транзистора в диодном режиме в значительной мере определяет характеристики $p-n$ -перехода, что дает широкую возможность получения заданных параметров.

На рис. 4 показано пять различных вариантов построения интегральных диодов на основе структуры интегрального планарно-эпитаксиального транзистора, а также их эквивалентные схемы. В этих вариантах использованы следующие переходы транзистора:

- 1 - переход эмиттер-база при короткозамкнутом переходе база-коллектор;
- 2 - переход эмиттер-база при разомкнутой коллекторной цепи;
- 3 - переход база-коллектор при отсутствии эмиттерной области, т.е. при формировании интегрального диода процесс эмиттерной диффузии исключен;
- 4 - коллектор и эмиттер короткозамкнуты, поэтому получается два параллельно включенных диода, один из которых представляет собой переход база-коллектор, а другой - переход эмиттер-база;
- 5 - переход база-коллектор при короткозамкнутом переходе эмиттер-база.

Характерное отличие интегрального диода от дискретного состоит в наличии паразитной емкости и паразитного транзистора. Интегральный диод можно рассматривать как трехполюсный прибор, третьим электродом которого служит подложка. Влияние паразитного транзистора, включающего в себя базу, коллектор и подложку, необходимо учитывать при проектировании РЭА. В полупроводниковой ИМС, элементы которой изолированы друг от друга с помощью $p-n$ -переходов, подложка соединяется с наиболее отрицательной точкой схемы, поэтому коллекторный переход паразитного транзистора смещается в прямом направлении. Если же интегральный диод смещен в прямом направлении, то эмиттерный переход пара-

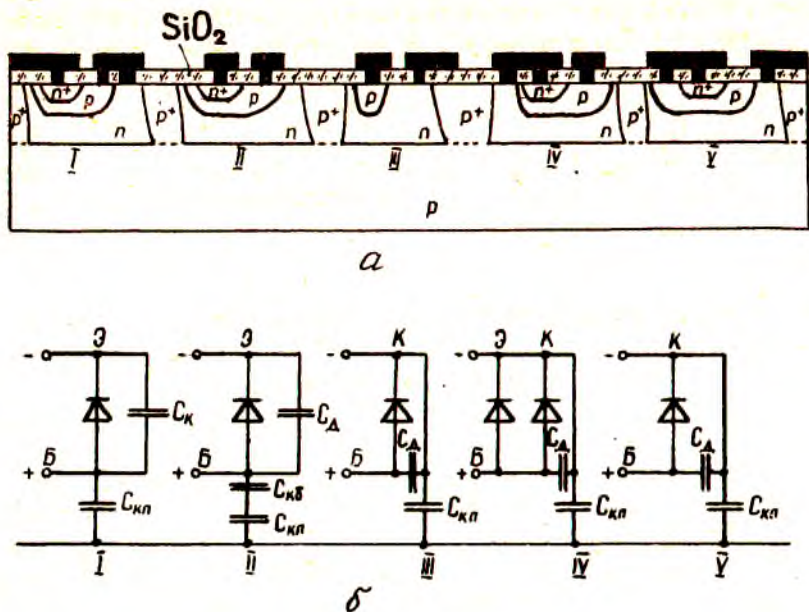


Рис. 4. Схемы включения интегрального транзистора:
 а - структуры диодов; б - эквивалентные схемы

зитного транзистора также смещен в прямом направлении во всех случаях включения, кроме варианта I.

Паразитный транзистор работает в режиме усиления, следовательно, часть тока через диод ответвляется в подложку, т.е. ток, вытекающий в диод, не равен току, вытекающему из него. Значение ответвляющегося тока зависит от коэффициента передачи тока паразитного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Коэффициент инжекции эмиттера паразитного транзистора обычно достаточно мал, поэтому коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером такого транзистора не превышает 1-3. Активные свойства паразитного транзистора можно уменьшить путем легирования золотом коллекторной области транзистора типа $n-p-n$ или базовой области транзистора типа $p-n-p$. При этом достигается резкое уменьшение коэффициента переноса носителей заряда через базу

паразитного транзистора, который практически становится равным нулю.

Для случая прохождения через диод достаточно большого прямого тока уравнение ВАХ можно записать в упрощенном виде

$$I_{\text{д}} \approx I_{\text{обр}} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right). \quad (25)$$

Важным параметром интегрального диода, характеризующим его ВАХ, является падение прямого напряжения при заданном значении прямого тока:

$$U_{\text{пр}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{обр}}}. \quad (26)$$

Если ток, проходящий через диод, достаточно мал, то падение напряжения определяется идеализированными характеристиками переходов, при больших токах существенную роль играют также последовательные объемные сопротивления p - и n -областей p - n -перехода. Наименьшее падение напряжения при одинаковых значениях тока наблюдается для варианта I. Это объясняется тем, что диод работает в этом режиме как транзистор с замкнутым коллекторным переходом. Электроны, инжектируемые эмиттером, перемещаются через базу, достигают коллекторного перехода и свободно попадают в коллектор. Поэтому основная часть входного тока проходит через коллектор, и падение напряжения на сопротивлении базы будет значительно меньше, чем в других диодных структурах. В варианте У транзисторная структура находится в инверсном включении; так как инверсный коэффициент передачи тока мал, то базовый ток, протекающий через такую структуру, будет большим, что в свою очередь вызовет значительное падение напряжения на диоде.

При обратном смещении интегрального диода необходимо учитывать, что напряжения, прикладываемые к диоду и изолирующему его p - n -переходу, не должны превышать пробивных напряжений соответствующих переходов. Максимально допустимое обратное напряжение для вариантов I, II и III ограничивается напряжением пробоя перехода коллектор-база. Напряжение пробоя перехода эмиттер-база обычно составляет 5...7 В, перехода коллектор-база - 50...60 В, перехода коллектор-подложка ≥ 70 В. К параметрам диода, характеризующим обратную ветвь ВАХ, относится постоянный обратный ток, проходящий через диод при смещении его в обратном направлении. Как отмечалось, в кремниевых p - n -переходах основной составляющей обратного тока является ток термогенерации, зависящий от площади p - n -перехода и концентрации центров рекомбинации в области объемного заряда p - n -перехода. Для всех рассматриваемых вариантов включения обратные токи изменяются в пределах 0,1...100 мА.

Быстродействие полупроводниковых ИМС в значительной степени определяется паразитной емкостью элементов, поэтому для каждого из вариантов диодного включения транзистора необходимо знать порядок значений паразитных емкостей. На рис. 4, б показаны паразитные емкости, действующие в пяти рассматриваемых вариантах диодного включения.

Любая емкость, закорачивающая на землю какую-либо точку схемы, уменьшает ее быстродействие, т.е. является паразитной. Подложка ИМС обычно соединена с точкой самого низкого потенциала, следовательно, вывод емкости перехода коллектор-подложка оказывается заземленным по высокой частоте. Максимальная паразитная емкость характерна для варианта IV, наименьшая — для варианта II.

Частотные свойства диодов характеризуются также временем восстановления обратного сопротивления. Основная причина инерционности диодов при работе в импульсном режиме обусловлена процессом накопления неравновесных носителей заряда в областях транзисторной структуры. Время восстановления обратного сопротивления зависит от размеров областей транзисторной структуры, времени жизни неравновесных носителей заряда и значения проходящего через диод прямого тока.

При одинаковых значениях тока накопление заряда в различных диодных структурах будет различным (рис. 5). В варианте I время восстановления обратного сопротивления будет минимальным, так как в коллекторной области не происходит накопления дополнительного заряда (переход коллектор-база является короткозамкнутым). В варианте II цепь коллектора разомкнута, и, следовательно, инжекция неосновных носителей заряда в область базы смещает коллекторный переход в прямом направлении. Это вызывает появление дополнительного заряда в базовой и коллекторной областях. Время восстановления обратного сопротивления для варианта II оказывается существенно большим, чем для варианта I.

Как видно из рис. 5, накопленный заряд неосновных носителей для варианта V больше, чем для варианта I. При этом коллекторный переход смещается в прямом направлении, и происходит инжекция носителей заряда как в базовую, так и в коллекторную области транзисторной структуры. Для варианта III, характеризующегося разомкнутой цепью эмиттера, инжекция электронов из коллектора в базу вызывает снижение потенциального барьера между эмиттером и базой, что в свою очередь приводит к незначительной, увеличивающей время восстановления сопротивления, инжекции носителей из эмиттера в базу.

Вариант IV характеризуется самым большим временем восстановления

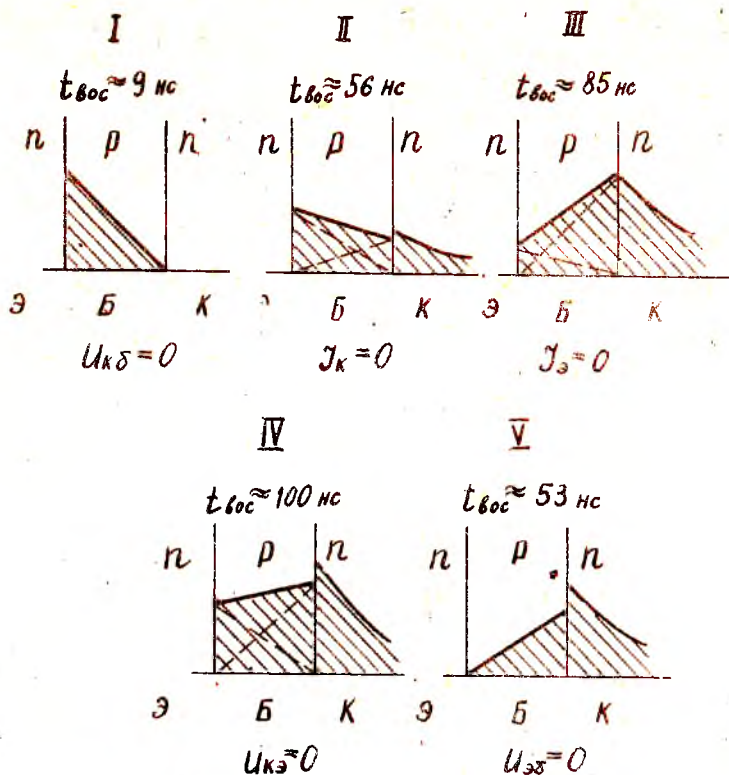


Рис. 5. Распределение неосновных носителей заряда для различных схем диодного включения интегрального транзистора

обратного сопротивления, так как оба перехода транзисторной структуры смещены в прямом направлении и происходит наибольшее накопление заряда.

Важнейшие параметры рассмотренных типов интегральных диодов, формируемых на структуре транзистора ИМС, приведены в таблице.

Сравнительные параметры диодов для пяти схем включения интегрального транзистора

Параметр	D_1 $U_{кб} = 0$	D_2 $I_{к} = 0$	D_3 $I_{г} = 0$	D_4 $U_{кз} = 0$	D_5 $I_{б.з} = 0$
Пробивное напряжение, $U_{пр}$	$U_{пр.э.б}$	$U_{пр.э.б}$	$U_{пр.к.б}$	$U_{пр.э.б}$	$U_{пр.к.б}$
Постоянная времени рассасывания, τ	τ_{g1}	$\tau_{g2} \approx 5\tau_{g1}$	$\tau_3 \approx 6\tau_{g1}$	$\tau_4 \approx 10\tau_1$	$\tau_{g5} \approx 5\tau_{g1}$
Емкость диода, C_d	$C_э$	$C_э$	$C_к$	$C_э + C_к$	$C_к$
Емкость диода на подложку, C_n	C_n	$\frac{C_к C_n}{C_к + C_n}$	C_n	C_n	C_n

Примечание. $\tau_{g1} \dots \tau_{g5}$ - постоянные времени рассасывания для диодов $D_1 \dots D_5$; $U_{пр.э.б}$, $U_{пр.к.б}$ - соответственно пробивные напряжения эмиттерного и коллекторного переходов транзистора; $C_э$, $C_к$, C_n - соответственно емкости эмиттерного, коллекторного и изолирующего переходов транзистора.

Характеристики интегрального диода в значительной степени зависят от температуры окружающей среды. Температурная зависимость падения прямого напряжения U_d определяется выражением

$$\frac{\partial U_d}{\partial T} = \frac{\kappa}{q} \ln \frac{I_d}{q J_s} \left(\frac{\partial J_s}{\partial T} \right). \quad (27)$$

Из экспериментального анализа величины U_d следует, что в диапазоне рабочих температур для большинства практических схем диодного включения транзистора

$$\frac{\partial U_d}{\partial T} = -(1,5 \dots 2; 0) \text{ мВ/град}. \quad (28)$$

Наименьший температурный дрейф наблюдается для перехода эмиттер-база, который достаточно часто используют в качестве интегрального диода.

Температурная зависимость проявляется также для постоянной времени переключения диода τ_d , температурный коэффициент которой описывается выражением

$$TK \tau_d = \frac{1}{\tau_d} \frac{\partial \tau_d}{\partial T} = \frac{C}{T^2}, \quad (29)$$

где C - некоторая постоянная, зависящая от свойств $p-n$ -перехода, используемого для реализации интегрального диода.

При температуре окружающей среды $18...20^{\circ}\text{C}$ температурный коэффициент времени переключения диода $\tau_{KTg} \approx 0,005...0,01$ град $^{-1}$.

Из анализа свойств различных типов диодов можно сделать следующее общее заключение. Вариант I с замкнутым переходом коллектор-база предпочтителен в логических ИМС, так как позволяет получить наибольшее быстродействие. Вариант II следует применять в логических ИМС в качестве накопительного элемента, а диоды, реализуемые по вариантам III, IV и имеющие максимальное значение U_{np} , можно использовать в качестве диодов общего назначения.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для снятия вольт-амперной характеристики $p-n$ -перехода на постоянном токе и измерения величины барьерной емкости интегральные диоды включают в схему (рис. 6).

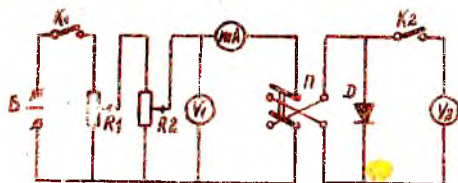


Рис. 6. Принципиальная схема для снятия вольт-амперных характеристик выпрямительных диодов: B - источник постоянного тока (~ 50 В); R_1, R_2 - резисторы (100, 200 Ом); V_1, V_2 - вольтметры постоянного тока; mA - миллиамперметр; D - исследуемый диод; Π - переключатель полярности; K_1, K_2 - ключи

Принципиальная схема установки содержит два источника постоянного напряжения U_1 и U_2 , подключаемых к схеме с помощью переключателя П. Низковольтный источник напряжения U_1 предназначен для снятия прямой ветви и начального участка обратной ветви ВАХ. Высоковольтный источник напряжения U_2 позволяет снять всю обратную ветвь диода, включая и предобратную область ВАХ.

При снятии ВАХ $p-n$ -перехода в прямом направлении напряжение

на интегральном диоде определяется вольтметром, включаемым параллельно исследуемому диоду (положение V_2). Это обусловлено тем, что в этом случае выполняется условие $R_V \gg R_d$, где R_V, R_d - внутреннее сопротивление вольтметра и диода, т.е. измерительный ток практически весь протекает через диод, и, следовательно, показания миллиамперметра являются достоверными. Кроме того, при таком включении вольтметра в схему из результатов измерений исключается падение напряжения на миллиамперметре, величина которого соизмерима с падением напряжения на исследуемом образце.

При снятии обратной ветви ВАХ напряжение на интегральном диоде измеряется вольтметром, подключенным к схеме в положении V_1 . Сопротивление $p-n$ -перехода при этом очень велико, и падением напряжения на миллиамперметре можно пренебречь. Если вольтметр оставить подключенным к схеме в положении V_2 , то часть измерительного тока будет протекать через вольтметр, так как $R_V \approx R_d$. Это приведет к искажению результатов измерения на некоторую постоянную величину, равную падению напряжения на вольтметре. Одновременно с изменением характера смещения предусмотрено переключение полярности миллиамперметра переключателем III. Измерение барьерной емкости производят с помощью Q -метра. Контур Q -метра без диода настраивают в резонанс посредством изменения емкости контура. Записав в таблицу значение этой емкости по показанию лимба (C_1), подключают исследуемый прибор. Восстановление резонанса Q -метра осуществляют уменьшением его емкости на величину измеряемой емкости $C_{бар}$. Если второй отсчет емкости по шкале Q -метра обозначить C_2 , то величину барьерной емкости $p-n$ -перехода можно определить из соотношения

$$C_{бар} = C_1 - C_2. \quad (30)$$

Для уменьшения шунтирующего действия сопротивления R_4 выбрано большим. Измерение $C_{бар}$ производят при обратном смещении.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с правилами работы приборов экспериментальной установки.
2. Собрать лабораторный стенд согласно блок-схеме (рис. 7).
3. Включить электропитание лабораторного стенда и прогреть приборы в течение 5-15 мин.

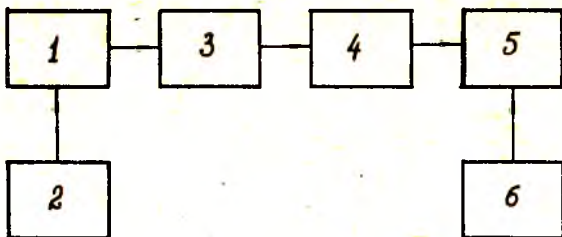


Рис. 7. Блок-схема измерительного стенда: 1 - источник регулируемого напряжения; 2 - вольтметр V_1 ; 3 - измеритель тока (миллиамперметр в прямом направлении и микроамперметр в обратном); 4 - переключатель полярности напряжения на исследуемом диоде; 5 - исследуемый диод D ; 6 - вольтметр V_2

4. Снять вольт-амперную характеристику интегральных диодов и определить величину контактной разности потенциалов.
5. Определить величины $S_{\text{бар}}$ и $S_{\text{бар, макс}}$ если $n = 10^{15} \dots 10^{18} \text{ см}^{-3}$.
6. Снять зависимость $S_{\text{бар}}$ от величины обратного смещения.
7. Путем подбора коэффициента неидеальности η построить теоретическую ВАХ, максимально приближенную к экспериментальной.
8. Используя данные п. 7 определить $S_{\text{бар}}$.
9. Найти $S_{\text{бар}}$, используя выражение (24), и сравнить результат с предыдущим.
10. Используя выражение (26), рассчитать зависимость $\frac{\partial I_g}{\partial V}$ и сравнить полученные результаты с выражением (28).
- II. Выполнить пп. 5-10 для пяти вариантов диодного включения биполярных транзисторов.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

Отчет выполняется на листах формата II и начинается с титульного листа. Отчет содержит:

1. Цель работы.
2. Задание.
3. Перечень приборов, используемых в эксперименте.
4. Блок-схему лабораторного стенда.

5. Результаты экспериментальных данных в форме графиков и таблиц.
6. Выводы с кратким изложением физических основ интегрального диода.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Виды $p-n$ -переходов.
2. Физические свойства $p-n$ -переходов.
3. Отличительные особенности интегрального диода по сравнению с диодом в дискретном исполнении.
4. Уравнения вольт-амперной характеристики $p-n$ -перехода.
5. Барьерная емкость, диффузионная емкость и их отличия.
6. Написать уравнения для тока и напряжения в прямом направлении.
7. Определение дифференциального сопротивления $p-n$ -перехода.
8. Интегральные диоды (пять вариантов включения).
9. Отличительные варианты включения биполярного транзистора в диодном режиме.
10. Чем определяются частотные свойства $p-n$ -перехода?
11. Диффузионная и дрейфовая составляющие тока $p-n$ -перехода.
12. Принцип работы экспериментальной установки.

Библиографический список

Ефимов И.Е., Козырь И.Я., Горбунов Ю.И. Микроэлектроника. М.: Высш. шк., 1987. С. 71-81.

Ефимов И.Е., Козырь И.Я., Горбунов Ю.И. Микроэлектроника. М.: Высш. шк., 1986. С. 74-94.

Исследование параметров интегральных диодов

Составитель К о л п а к о в Анатолий Иванович

Редактор Е.Д. А н т о н о в а
Техн. редактор Н.М. К а л е н ю к
Корректор Е.Г.Ф и л и п п о в а

Подписано в печать 7.12.90. . Формат 60x84 1/16.
Бумага оберточная. Печать оперативная.
Усл.п.л. 1,39. Усл.кр.-отт.1,5. Уч.-изд.л.1,3.
Тираж 300 экз. Заказ № 16. Бесплатно.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт имени академика С.П. Королева.
443086 Куйбышев, Московское шоссе, 34.

Типография имени В.П. Мяги Куйбышевского полигра-
фического объединения. 443099 Куйбышев, ул. Венцека,
60.