

Лекция 7

Тема лекции: Характеристики идеального диода на основе р-п перехода

Цель лекции:

Рассмотреть основные физические процессы, определяющие вольтамперные характеристики идеального р-п перехода, вывести уравнение тока диода, обсудить прямое и обратное смещение, а также отклонения реальных диодов от идеализированной модели.

Основные вопросы:

1. Понятие идеального диода.
2. Физические процессы в р-п переходе
3. Уравнение тока идеального диода.
4. Прямое и обратное смещение диода.
5. Вольтамперная характеристика (ВАХ) идеального диода.
6. Температурная зависимость характеристик.

Краткие тезисы:

Основу выпрямительного диода составляет обычный электронно-дырочный переход. Как было показано в главе 2, вольтамперная характеристика такого диода имеет ярко выраженную нелинейность, приведенную на рисунке 4.1а, б, и описывается уравнением (4.1). В прямом смещении ток диода инжекционный, большой по величине и представляет собой диффузионную компоненту тока основных носителей. При обратном смещении ток диода маленький по величине и представляет собой дрейфовую компоненту тока неосновных носителей. В состоянии равновесия суммарный ток, обусловленный диффузионными и дрейфовыми токами электронов и дырок, равен нулю.

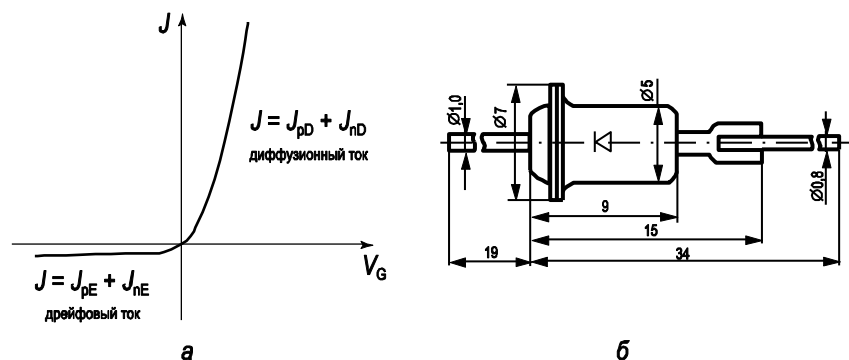


Рис. 4.1. - Параметры полупроводникового диода:

а) вольт-амперная характеристика; б) конструкция корпуса

$$J = J_s (e^{\beta V_G} - 1), \quad (4.1)$$

$$j_{pE} - j_{nD} + j_{nE} - j_{pD} = 0.$$

Для анализа приборных характеристик выпрямительного диода важными являются такие дифференциальные параметры, как коэффициент выпрямления, характеристичные сопротивления и емкости диода в зависимости от выбора рабочей точки.

Выпрямление в диоде

Одним из главных свойств полупроводникового диода на основе p - n перехода является резкая асимметрия вольт-амперной характеристики: высокая проводимость при прямом смещении и низкая при обратном. Это свойство диода используется в выпрямительных диодах. На рисунке 4.2 приведена схема, иллюстрирующая выпрямление переменного тока в диоде.

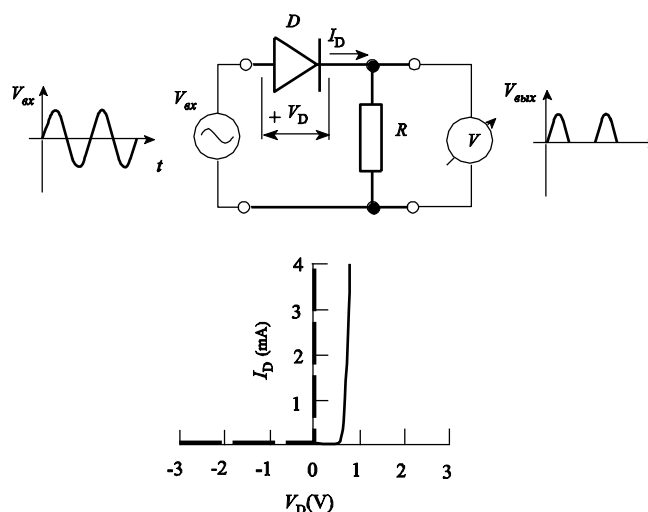


Рис. 4.2. - Схема, иллюстрирующая выпрямление переменного тока с помощью диода [10, 20]

Рассмотрим, каков будет коэффициент выпрямления идеального диода на основе p - n перехода. Для этого рассчитаем по уравнению (4.1) коэффициент выпрямления K как отношение прямого тока к обратному току диода при значениях напряжения $U = \pm 0,01$ В; $0,025$ В; $\pm 0,1$ В; $0,25$ В; ± 1 В. Получаем:

$$K = \frac{J^+}{J^-} = \frac{e^{\beta V_G} - 1}{e^{-\beta V_G} - 1}. \quad (4.2)$$

Учтем, что величина β^{-1} при комнатной температуре составляет $\beta^{-1} = 0,025$ В. Результаты расчета приведены в таблице.

$V_G, \text{ В}$	$\pm 0,01$	0,025	$\pm 0,1$	0,25	± 1
К, отн. ед.	1,0	1,1	55	$2,3 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{20}$

Как следует из таблицы и соотношения (4.2), при значениях переменного напряжения, модуль которого V_G меньше, чем тепловой потенциал kT/q , полупроводниковый диод не выпрямляет переменный ток. Коэффициент выпрямления достигает приемлемых величин при значениях V_G по крайней мере в 4 раза больших, чем тепловой потенциал kT/q , что при комнатной температуре $T = 300 \text{ К}$ соответствует значению напряжения $V_G = \pm 0,1 \text{ В}$.

Характеристическое сопротивление

Различают два вида характеристического сопротивления диодов: дифференциальное сопротивление r_D и сопротивление по постоянному току R_D .

Дифференциальное сопротивление определяется как

$$r_D = \frac{dU}{dI} = \left[\frac{dI}{dU} \right]^{-1} = \beta j_s e^{\beta U} + j_s - j_s = [\beta(I + I_s)]^{-1} = \frac{kT/q}{I + I_s}. \quad (4.3)$$

На прямом участке вольтамперной характеристики диода дифференциальное сопротивление r_D невелико и составляет значение несколько Ом. Действительно, при значении прямого тока диода $I = 25 \text{ мА}$ и значении теплового потенциала $kT/q = 25 \text{ мВ}$ величина дифференциального сопротивления r_D будет равна $r_D = 1 \text{ Ом}$. На обратном участке вольт-амперной характеристики диода дифференциальное сопротивление r_D стремится к бесконечности, поскольку в идеальных диодах при обратном смещении ток не зависит от напряжения.

Сопротивление по постоянному току R_D определяется как отношение приложенного напряжения V_G к протекающему току I через диод:

$$R_D = \frac{U}{I} = \frac{U}{I_0(e^{\beta U} - 1)}. \quad (4.4)$$

На прямом участке вольтамперной характеристики сопротивление по постоянному току больше, чем дифференциальное сопротивление $R_D > r_D$, а на обратном участке – меньше $R_D < r_D$.

В точке вблизи нулевого значения напряжения $V_G \ll kT/q$ значения сопротивления по постоянному току и дифференциального сопротивления совпадают. Действительно, разложив экспоненту в ряд в соотношении (4.4), получаем:

$$R_D = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_0} = r_D. \quad (4.5)$$

Используя характерное значение для обратного тока диода $I_0 = 25 \text{ мкА}$, получаем величину сопротивления диода в нулевой точке $R_{D0} = r_{D0} = 1 \text{ кОм}$. На рисунке 4.3а приведена зависимость дифференциального сопротивления диода ГД402 от величины тока при прямом смещении.

Эквивалентная схема диода.

С учетом полученных дифференциальных параметров можно построить эквивалентную малосигнальную схему диода для низких частот (рис. 4.3а, б, в). В этом случае наряду с уже описанными элементами – дифференциальным сопротивлением (рис. 4.3а) и емкостями диода (рис. 4.3б) необходимо учесть омическое сопротивление квазинейтрального объема базы ($r_{об}$) диода. Сопротивление квазинейтрального объема эмиттера можно не учитывать, поскольку в диодах эмиттер обычно легирован существенно более сильно, чем база.

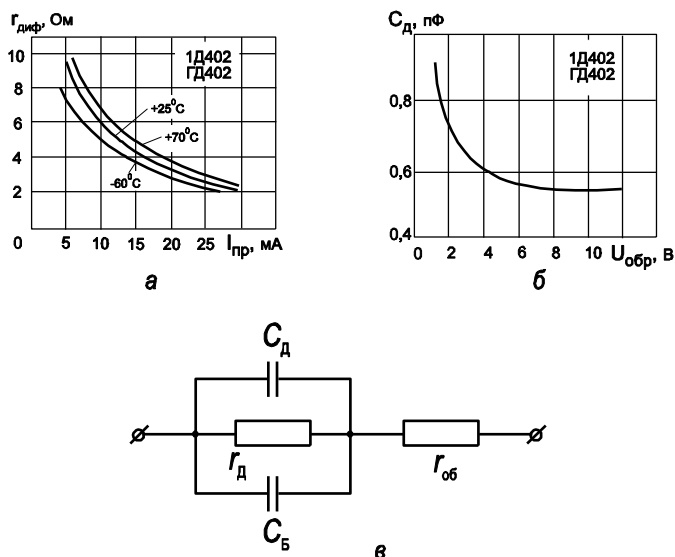


Рис. 4.3.- Приборные характеристики и эквивалентная малосигнальная схема для выпрямительных диодов [23, 24]:

- а) зависимость дифференциального сопротивления диода ГД402 от величины тока при прямом смещении; б) зависимость емкости диода ГД402 от обратного напряжения;
- в) эквивалентная малосигнальная схема диода для низких частот

Варикапы

Зависимость барьерной емкости C_B от приложенного обратного напряжения V_G используется для приборной реализации. Полупроводниковый диод, реализующий эту зависимость, называется **варикапом**. Максимальное значение емкости варикапа имеет при нулевом напряжении V_G . При увеличении обратного смещения емкость варикапа уменьшается. Функциональная зависимость емкости варикапа от напряжения определяется профилем легирования базы варикапа. В случае однородного легирования емкость обратно пропорциональна корню из приложенного напряжения V_G . Задавая профиль легирования в базе варикапа $N_D(x)$, можно получить различные зависимости емкости варикапа от напряжения $C(V_G)$ – линейно убывающие, экспоненциально убывающие. На рисунке 4.4 показана зависимость емкости варикапов различных марок от приложенного напряжения.

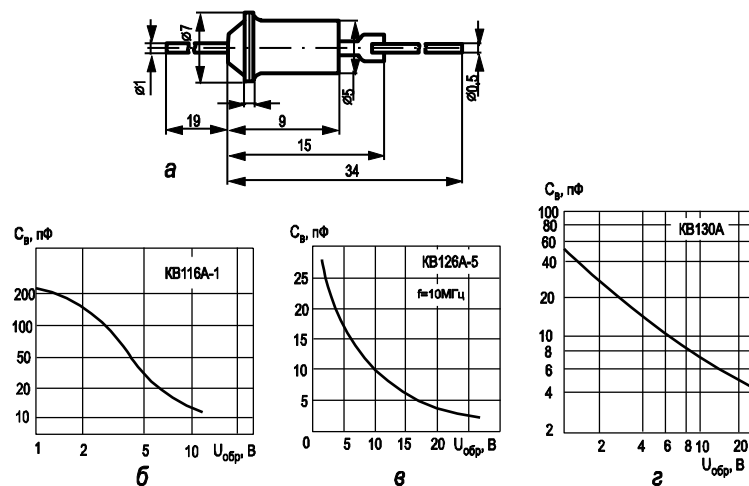


Рис. 4.4.- Конструкция варикапа (а) и зависимость емкости варикапа от напряжения для различных варикапов (б – KB116A, в – KB126A, г – KB130A) [23, 25]

Влияние генерации, рекомбинации и объемного сопротивления базы на характеристики реальных диодов

В реальных выпрямительных диодах на основе p - n перехода при анализе вольт-амперных характеристик необходимо учитывать влияние генерационно-рекомбинационных процессов в обедненной области p - n перехода и падение напряжения на омическом сопротивлении базы p - n перехода при протекании тока через диод.

При рассмотрении влияния генерационно-рекомбинационных процессов в ОПЗ p - n перехода будем считать, что доминирующим механизмом генерационно-рекомбинационного процесса является механизм Шокли – Рида. В этом случае для моноэнергетического рекомбинационного уровня,

расположенного вблизи середины запрещенной зоны полупроводника, выражение для темпа генерации (рекомбинации) имеет вид:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t (pn - p_1 n_1)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)}. \quad (4.6)$$

Параметры, входящие в соотношение 4.10, имеют следующие значения:

γ_n, γ_p – вероятности захвата электронов и дырок на рекомбинационный уровень;

N_t – концентрация рекомбинационных уровней.

n, p – концентрации неравновесных носителей.

n_1, p_1 – концентрации равновесных носителей в разрешенных зонах при условии, что рекомбинационный уровень совпадает с уровнем Ферми.

Из уравнений 4.6 и 1.20 следует, что при прямом смещении ($V_G > 0$) произведение концентрации неравновесных носителей $p \cdot n$ будет больше, чем произведение концентрации равновесных носителей $p_1 \cdot n_1$ ($p \cdot n > p_1 \cdot n_1$). Следовательно, правая часть уравнения 4.6 будет положительная, а скорость изменения концентрации неравновесных носителей dn/dt будет отрицательной. Таким образом, концентрация неравновесных носителей будет убывать, и рекомбинация будет преобладать над генерацией.

При обратном смещении ($V_G < 0$) соотношения будут обратными, концентрация неравновесных носителей будет возрастать, и генерация будет преобладать над рекомбинацией. Рассмотрим более подробно эти процессы.

Влияние генерации неравновесных носителей в ОПЗ p - n перехода на обратный ток диода

При обратном смещении ($V_G < 0$) p - n перехода из соотношения 1.20 следует, что

$$pn = n_i e^{\frac{\phi_n - \phi_p}{kT}} = n_i^2 e^{\beta U} \ll n_i^2.$$

Величина произведения концентрации равновесных носителей $p_1 \cdot n_1$ будет равна квадрату собственной концентрации: $p_1 n_1 = n_i^2$.

В этом случае из уравнения 4.6 следует, что

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)} n_i^2.$$

Учтем, что значения концентрации неравновесных носителей p, n будут меньше концентрации равновесных носителей p_1 и n_1 : $p < p_1, n < n_1$, а величины n_1 и p_1 определяются через объемное положение уровня Ферми φ_{0t} следующим образом:

$$n_1 = n_i e^{\beta\varphi_{01}}; \quad p_1 = n_i e^{-\beta\varphi_{01}}.$$

Тогда получаем:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t}{\gamma_n e^{\beta\varphi_{01}} + \gamma_p e^{-\beta\varphi_{01}}} n_i = \frac{n_i}{\tau_e}, \quad (4.7)$$

где τ_e – эффективное время жизни неравновесных носителей, определяемое как

$$\tau_e^{-1} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t}{\gamma_n e^{\beta\varphi_{01}} + \gamma_p e^{-\beta\varphi_{01}}}. \quad (4.8)$$

Из соотношения 4.7 следует, что скорость изменения концентрации неравновесных носителей dn/dt будет положительной, следовательно, генерация будет преобладать над рекомбинацией. Для того чтобы рассчитать генерационный ток $J_{\text{ген}}$, необходимо проинтегрировать по ширине области пространственного заряда W :

$$J_{\text{ген}} = \int_0^W q \frac{dn}{dt} dx \approx q \frac{dn}{dt} W = \frac{qn_i W}{\tau_e}. \quad (4.9)$$

Рассмотрим зависимость генерационного тока $J_{\text{ген}}$ от обратного напряжения V_G , приложенного к диоду, а также от температуры T (рис. 4.5).

Зависимость генерационного тока $J_{\text{ген}}$ от напряжения V_G будет определяться зависимостью ширины области пространственного заряда W от напряжения V_G . Поскольку ширина области пространственного заряда W определяется как $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (U_{i\dot{a}\dot{o}} + \varphi_0)}{qN_D}}$, то генерационный ток $J_{\text{ген}}$ будет

пропорционален корню из напряжения: $J_{\text{ген}} \sim \sqrt{V_G}$.

Величина дрейфовой компоненты обратного тока J_0 несимметричного p^+-n перехода равна:

$$J_0 = \frac{qL_p n_{p0}}{\tau_p} = \frac{qL_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_A}.$$

Сделаем оценку отношения теплового J_0 и генерационного $J_{\text{ген}}$ токов для диодов, изготовленных из различных полупроводников:

$$\frac{J_{\text{ген}}}{J_0} = \frac{W}{L_n} \frac{N_D}{n_i}. \quad (4.10)$$

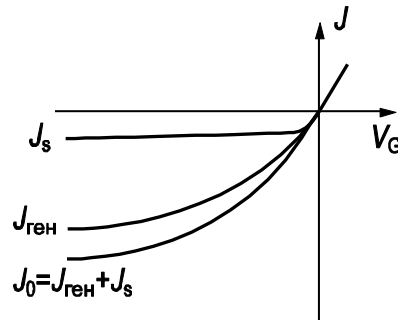


Рис. 4.5.- Вклад генерационного тока $J_{\text{ген}}$ в обратный ток p - n перехода

Для германия (Ge) характерны следующие параметры: $W = 1$ мкм; $L_n = 150$ мкм, $n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подставляя эти величины в соотношение 4.10, получаем, что генерационный ток и тепловой ток одинаковы, $J_{\text{ген}} \sim J_s$.

Для кремния (Si) характерны следующие параметры: $W = 1$ мкм; $L_n = 500$ мкм, $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подставляя эти величины в соотношение 4.10, получаем, что генерационный ток много больше, чем тепловой ток, $J_{\text{ген}} / J_s \sim 2 \cdot 10^2$.

Таким образом, для кремниевых диодов на основе p - n перехода в обратном направлении преобладает генерационный ток, а для германиевых диодов – тепловой ток.

Как следует из уравнения 4.10, соотношения генерационного и теплового токов зависят от собственной концентрации n_i . Если собственная концентрация n_i мала (широкозонный полупроводник), – преобладает генерационный ток, если значение n_i велико (узкозонный полупроводник), – преобладает тепловой ток.

Вопросы для контроля изучаемого материала:

1. Что понимается под идеальным диодом?
2. Как формируется p - n переход и область пространственного заряда?
3. Выведите уравнение тока идеального диода (закон Шокли).
4. Как изменяется барьерная высота при прямом и обратном смещении?
5. Объясните физический смысл тока насыщения.
6. Нарисуйте типичную вольтамперную характеристику идеального диода.
7. Какие факторы вызывают отклонения реальных диодов от идеальных?

8. Как изменяется работа диода при повышении температуры?

Список литературных источников:

1. Соколов В. И. Физика и технология полупроводников. — М.: МИФИ, 2018.
2. Трифонов Е. Н. Электронные процессы в твёрдых телах. — М.: Наука, 2015.
3. Streetman, B. G., Banerjee, S. Solid State Electronic Devices. — Prentice Hall, 2016.
4. Pierret, R. F. Semiconductor Device Fundamentals. — Addison-Wesley, 1996.
5. Sze, S. M., Ng, K. K. Physics of Semiconductor Devices. — Wiley, 2007.
6. Kittel, C. Introduction to Solid State Physics. — Wiley, 2018.
7. Millman, J., Halkias, C. Electronic Devices and Circuits. — McGraw-Hill, 2010.