

Работа № 44

Изучение характеристик электронно-дырочного перехода

Цель работы

Исследовать вольт-амперную характеристику плоскостного $p-n$ перехода и ее зависимость от температуры.

Вывод уравнения вольт-амперной характеристики плоскостного $p-n$ перехода

Переход между двумя областями полупроводника, одна из которых имеет электропроводность n -типа, а другая p -типа, называется электронно-дырочным ($n-p$ или $p-n$) переходом. Переход, линейные размеры которого, определяющие его рабочую площадь, значительно больше его толщины, называется плоскостным.

Рассмотрим процесс установления термодинамического равновесия в несимметричном $p-n$ -переходе с резким изменением типа проводимости на границе.

Обозначим концентрацию электронов в электронной области как n_n , дырок в дырочной области как p_p (основные носители заряда), электронов в дырочной области n_p , дырок в электронной области p_n (неосновные носители), толщину переходной области d , площадь $p-n$ -перехода S . В невырожденных, но достаточно легированных полупроводниках концентрации электронов n_n и дырок p_p велики по сравнению с собственной концентрацией носителей заряда n_i :

$$n_n \gg n_i, \quad p_p \gg n_i, \quad N_d \gg n_i, \quad N_a \gg n_i,$$

где N_d и N_a - концентрации доноров и акцепторов соответственно.

Так как $n_n \gg n_p$, то возникает градиент концентрации и диффузия электронов в p -область, создающая диффузионный ток

$$I_n = -eD_n S \frac{dn}{dx}, \quad (1)$$

где D_n - коэффициент диффузии электронов. Ось x направлена в сторону убывания концентрации электронов.

Аналогично диффузионный ток, обусловленный диффузией дырок в n -область, равен

$$I_p = -eD_p S \frac{dp}{dx}, \quad (2)$$

где D_p - коэффициент диффузии дырок.

В результате диффузии электронов и дырок в n -области у границы перехода на расстоянии d_n остаются нескомпенсированные ионизированные доноры и неравновесные дырки (рис.1), Поэтому n -область у границы перехода заряжается положительно. В p -области у границы перехода на расстоянии d_p остаются нескомпенсированные ионизированные акцепторы и неравновесные электроны и p -область у границы перехода заряжается отрицательно.

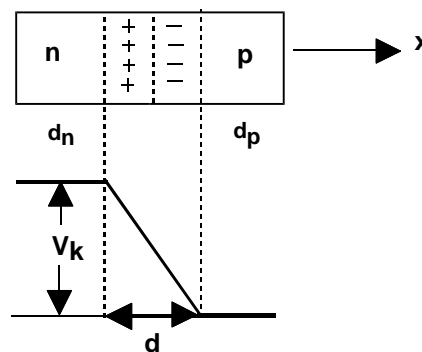


Рисунок 1

Ширина $p-n$ перехода равна $d = d_p + d_n$. При этом в области $p-n$ -перехода возникает двойной электрический слой (потенциальный барьер) и электрическое поле этих зарядов препятствует диффузионному переходу основных носителей. Это поле приводит к появлению дрейфового тока неосновных носителей из p -области в n -область

$$I_{n\partial} = en_p v_n S = en_p E \mu_n S \quad (3)$$

и из n -области в p -область

$$I_{p\partial} = ep_n v_p S = ep_n E \mu_p S, \quad (4)$$

где E - напряженность поля в $p-n$ -переходе, μ_n, μ_p - подвижности электронов и дырок соответственно; v_n, v_p - дрейфовые скорости электронов и дырок.

В установившемся динамическом равновесии, когда уровни Ферми в n - и p -областях выравниваются (рис.2), общий ток через $p-n$ -переход равен нулю:

$$I_n - I_{n\partial} + I_p - I_{p\partial} = 0; \quad I_n = I_{n\partial}; \quad I_p = I_{p\partial}. \quad (5)$$

Обратим внимание на то, что потенциал у границы n -области повышается, а потенциал у границы p -области снижается. Однако в области, где потенциал отрицательный ($-V_k$), энергия электронов повышается на величину $(-e)(-V_k) = |eV_k|$ (рис.3).

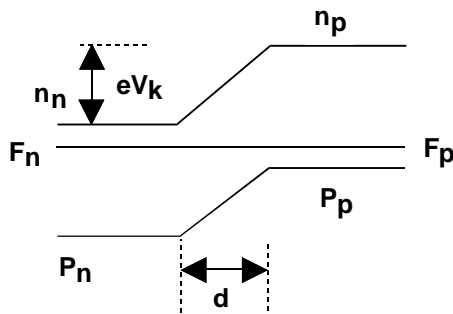


Рисунок 2

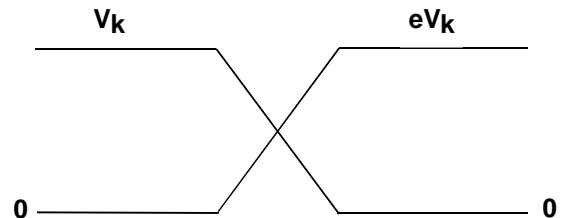


Рисунок 3

Контактная разность потенциалов равна $V_k = Ed$; с другой стороны, она равна $V_k = (F_n - F_p)/e$, где F_n и F_p - энергии Ферми в n - и p -областях полупроводника, E - напряженность контактного поля.

Концентрация электронов в n -области равна

$$n_n = N_c e^{F_n/kT}, \quad (6)$$

где

$$N_c = \frac{2(2\pi \cdot m^* kT)^{3/2}}{h^3} .$$

Концентрация электронов в p -области равна

$$n_p = N_c e^{F_p/kT} . \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует

$$n_p = n_n e^{-eV_k/kT} . \quad (8)$$

В состоянии термодинамического равновесия из (1) и (3) с учетом равенства (5) следует

$$nev_n S = -eD_n \frac{dn}{dx} S . \quad (9)$$

Разделяя переменные, получаем

$$\frac{dn}{n} = -\frac{v_n}{D_n} dx .$$

Интегрируем полученное выражение:

$$\int_{n_n}^{n_p} \frac{dn}{n} = -\frac{v_n}{D_n} \int_0^d dx , \text{ откуда } \ln \frac{n_p}{n_n} = -\frac{v_n d}{D_n} .$$

Потенцируя, имеем следующее выражение:

$$n_p = n_n e^{-v_n d/D_n} . \quad (10)$$

Заменяя $v_n = \mu_n E$, получаем

$$n_p = n_n e^{-\mu_n Ed/D_n} . \quad (10')$$

Из (8) и (10') следует

$$\frac{eV_k}{kT} = \frac{\mu_n Ed}{D_n} .$$

Заменяем $Ed = V_k$. Тогда

$$D_n = \frac{\mu_n kT}{e} . \quad (11)$$

Это выражение называется соотношением Эйнштейна для электронов. Аналогично получаем соотношение Эйнштейна для коэффициента диффузии дырок:

$$D_p = \frac{\mu_p kT}{e} . \quad (12)$$

Из (11) и (12) видно, что коэффициенты диффузии электронов и дырок зависят от подвижностей μ_n, μ_p и температуры T .

Если к $p-n$ -переходу приложить внешнее напряжение V , то величина потенциального барьера для основных носителей заряда изменится. Для неосновных носителей заряда (n_p и p_n) барьера нет, поэтому величины токов этих носителей при приложении напряжения не изменяются и равны величинам токов равновесных неосновных носителей, определяемых выражениями (3), (4), (5).

При приложении к $p-n$ -переходу внешней разности потенциалов в прямом (пропускном) направлении (рис.4) происходит инжекция электронов в p -область, дырок в n -область, а высота потенциального барьера уменьшается на eV .

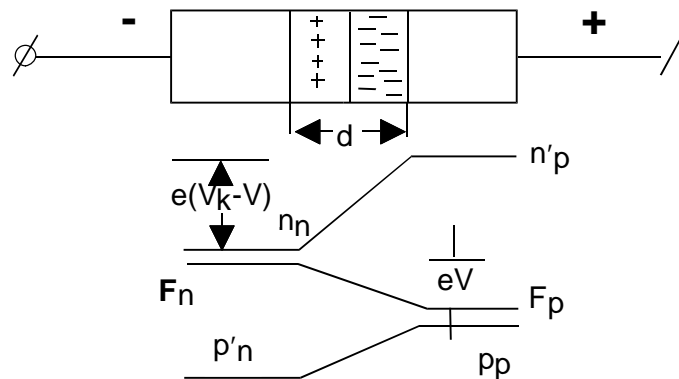


Рисунок 4

Соотношение между концентрациями основных n_n и неосновных n'_p носителей (см.(8)) изменяется следующим образом:

$$n'_p = n_n e^{-e(V_k - V)/kT} . \quad (13)$$

Преобразуем (13):

$$n'_p = n_p e^{eV/kT} , \quad (14)$$

где n_p - равновесная концентрация электронов в p -области.

Из (14) видно, что появляется избыточная концентрация электронов на границе p -области:

$$\Delta n_p = n'_p - n_p = n_p (e^{eV/kT} - 1) . \quad (15)$$

Избыточные электроны диффундируют в глубь p -области и постоянно рекомбинируют с дырками. Появляется электрический ток через $p-n$ -переход

$$I_n = \Delta n_p e \frac{L_n}{\tau_n} S , \quad (16)$$

где L_n - средняя длина пробега электронов в глубь полупроводника за время τ_n , называемая диффузионной длиной электрона; $\tau_n = L_n^2 / D_n$ - время жизни электрона в p -области (см. §17.1 [3]). Аналогичные рассуждения показывают, что появляется также дырочный ток через $p-n$ -переход

$$I_p = \Delta p_n e \frac{L_p}{\tau_p} S , \quad (17)$$

где L_p - диффузионная длина дырок, $\tau_p = L_p^2 / D_p$ - время жизни дырки в n -области,

$$\Delta p_n = p_n (e^{eV/kT} - 1) . \quad (18)$$

Из (15), (16), (17) получаем прямой ток через $p-n$ -переход

$$I_{\text{прям}} = \left(\frac{n_p e D_n}{L_n} + \frac{p_n e D_p}{L_p} \right) S (e^{eV/kT} - 1) . \quad (19)$$

Для обратного тока через $p-n$ -переход при отрицательном заперном напряжении на $p-n$ -переходе получается выражение

$$I_{\text{обр}} = \left(\frac{n_p e D_n}{L_n} + \frac{p_n e D_p}{L_p} \right) S (e^{-eV/kT} - 1) . \quad (20)$$

Общее выражение для уравнения вольт-амперной характеристики диффузионного тонкого $p-n$ -перехода

$$I = I_S (e^{\pm eV/kT} - 1) , \quad (21)$$

где

$$I_S = \left(\frac{n_p D_n}{L_n} + \frac{p_n D_p}{L_p} \right) e S ;$$

I_S - обратный ток насыщения, обусловленный неосновными носителями заряда.

Описание экспериментальной установки.

Для снятия статической вольт-амперной характеристики диффузионного $p-n$ - перехода используются две схемы. Принципиальная схема для исследования прямой ветви вольт-амперной характеристики $p-n$ - перехода показана на рис.5.

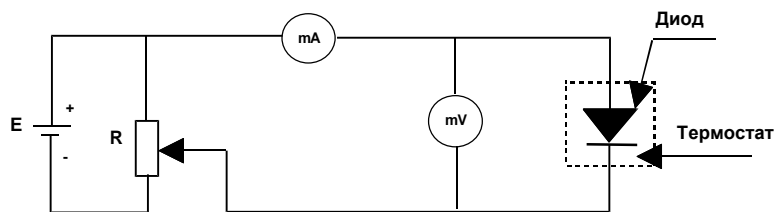


Рисунок 5

Принципиальная схема исследования обратной ветви вольт-амперной характеристики p-n – перехода показана на рис.б.

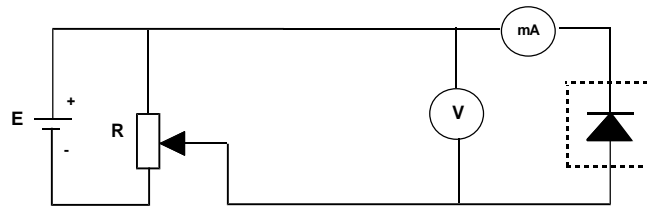


Рисунок б

При исследовании характеристик p-n – перехода не следует превышать:

- 1) максимальное значение прямого тока;
- 2) максимальное значение обратного тока;
- 3) максимальную температуру термостата (максимальная температура для германиевых диодов $+70^{\circ}\text{C}$, для кремниевых диодов $+125^{\circ}\text{C}$).

Задание к работе

1. Снять вольт-амперную характеристику p-n – перехода при комнатной температуре.
2. Исследовать зависимость прямого и обратного тока через p-n – переход от температуры. При этом необходимо следить за тем, чтобы прямое и обратное напряжения были постоянными. Установив некоторую температуру, производите измерение прямого и обратного токов, поочередно включая схему (рис.1) и схему (рис.2) с помощью переключателя. (Переключатель на схемах не показан.)
3. Построить вольт-амперную характеристику p-n – перехода при комнатной температуре.
4. Построить графики зависимости прямого и обратного токов от температуры.
5. Объяснить зависимости токов через p-n – переход от напряжения и температуры.

Контрольные вопросы

1. Постройте энергетическую диаграмму p-n – перехода при напряжениях на p-n – переходе: $V = 0$, $V > 0$, $V < 0$.
2. Получите соотношение Эйнштейна.
3. Объясните зависимость коэффициента диффузии от температуры.
4. Какие заряды образуют двойной электрический слой в p-n – переходе?
5. Какие носители заряда называются основными и неосновными?
6. Что такое прямое и обратное включение диода?
7. Объясните появление избыточной концентрации носителей заряда при прямом включении диода.
8. Дайте краткую характеристику следующим процессам: генерации, диффузии, инжекции, дрейфу и рекомбинаций носителей заряда.
9. Какими носителями заряда обусловлен обратный ток через p-n – переход?
10. Зная зависимость избыточной концентрации от прямого напряжения, получите зависимость прямого тока от напряжения.
11. Объясните зависимость обратного тока от напряжения на p-n – переходе и температуры диода.
12. Объясните зависимость прямого тока от температуры при $V < \Delta E_0/e$ и при $V > \Delta E_0/e$ (ΔE_0 - ширина запрещенной зоны полупроводника).

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1989, - Т.3. § 45, 1982, § 64 .
2. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. – М.: Высшая школа, 1977. §§76,77.
3. Корнилович А.А. Физика в примерах. Учебное пособие НГТУ, Новосибирск, 1994, гл. 17.