

А. И. Мамыкин, А. А. Рассадина

**КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В
ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

**Учебно-методическое пособие по курсу
«Физические основы электроники»**

(часть 2)



Санкт-Петербург

2014

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**

А.И. Мамыкин, А.А. Рассадина

**КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В
ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

**Учебно-методическое пособие по курсу
«Физические основы электроники»
(часть 2)**



Санкт-Петербург

2014

Мамыкин А.И. Рассадина А.А. Контактные явления в полупроводниках. – СПб: НИУ ИТМО, 2014. – 34 с.

В оформлении лицевой страницы обложки использован рисунок Альбрехта Дюрера «Штудии рук»

Рассматриваются основные физические процессы, лежащие в основе функционирования элементов твердотельной электроники и принципы работы полупроводниковых приборов. Пособие содержит элементарные сведения из квантовой механики и физики твердого тела, необходимые для понимания основного содержания курса «Физические основы электроники».

Учебное пособие предназначено для студентов II курса, обучающихся по направлению «210700 Инфокоммуникационные технологии и системы связи». Учебное пособие можно использовать для других направлений подготовки бакалавров.

Рекомендовано к печати Ученым советом инженерно-физического факультета, 14 октября 2014 г., протокол № 10



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2014

©А.И. Мамыкин, А.А. Рассадина, 2014

Оглавление

Электропроводность полупроводников	5
Зонная структура металлов, полупроводников и диэлектриков.....	5
Статистика носителей заряда в полупроводниках	7
<i>Основные параметры собственных полупроводников.....</i>	7
<i>Генерация и рекомбинация носителей заряда в собственном полупроводнике</i>	8
<i>Электропроводность собственного полупроводника</i>	10
<i>Генерация и рекомбинация носителей заряда в примесных полупроводниках</i>	10
<i>Вырожденные полупроводники.....</i>	12
Электрический ток в полупроводниках	13
Неравновесные состояния в полупроводниках	14
Контактные явления в полупроводниках.....	16
Контакт полупроводников разного типа проводимости (<i>p-n</i> переход)	16
<i>Зонная структура p-n перехода.....</i>	16
<i>Формирование области пространственного заряда</i>	17
<i>Вольт-амперная характеристика p-n перехода</i>	18
<i>Диффузионная и дрейфовая составляющие тока p-n перехода.....</i>	19
<i>Прямое включение p-n перехода</i>	19
<i>Обратное включение p-n перехода</i>	20
<i>Пробой p-n перехода</i>	21
Емкость p-n перехода.....	22
<i>Барьерная емкость</i>	22
<i>Диффузионная емкость p-n перехода</i>	24
Контакт полупроводников одного типа проводимости	25
Гетеропереходы	25
<i>Энергетическая структура гетероперехода.....</i>	26

<i>Область пространственного заряда в гетеропереходе</i>	28
<i>Вольт-амперная характеристика гетероперехода</i>	29
Контакт металл - полупроводник.....	30
<i>Контакт металл – полупроводник n-типа</i>	31
<i>Контакт металл – полупроводник p-типа.....</i>	32
<i>Барьер Шоттки</i>	34

Электропроводность полупроводников

Зонная структура металлов, полупроводников и диэлектриков

В металлах валентная зона и зона проводимости перекрываются, в результате чего формируется зона обобществленных валентных электронов, в которой носители заряда участвуют в процессе электропроводности. Полупроводники и диэлектрики классифицируют по ширине запрещенной зоны. В полупроводниках энергетический зазор между запрещенной зоной и зоной проводимости существенно уже, чем в диэлектриках, поэтому, в полупроводниках вероятность разрыва валентных связей за счет теплового возбуждения значительно выше, чем в диэлектриках и, уже при комнатной температуре, полупроводники обладают заметной проводимостью. При этом концентрация носителей заряда в полупроводниковом материале зависит как от температуры, так и от ширины запрещенной зоны.

Носители заряда в твердых телах описываются статистикой Ферми - Дирака, характеристическая функция которой (функция Ферми) соответствует выражению:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1},$$

где химический потенциал μ имеет смысл энергии Ферми ($\mu = E_F$ при температурах, существенно меньших T_F). При абсолютном нуле температуры энергетические уровни, соответствующие состояниям с энергией, меньшей энергии Ферми, заполнены электронами; выше энергии Ферми электронные уровни свободны.

Функция Ферми, таким образом, выражает плотность вероятности заполнения электронных состояний в двух верхних зонах твердого тела (валентной зоне и зоне проводимости). Вид функции Ферми при различных температурах представлен на рис. 1. Уровень, соответствующий энергии Ферми (уровень Ферми) имеет вероятность заполнения, равную $\frac{1}{2}$ при любой температуре.

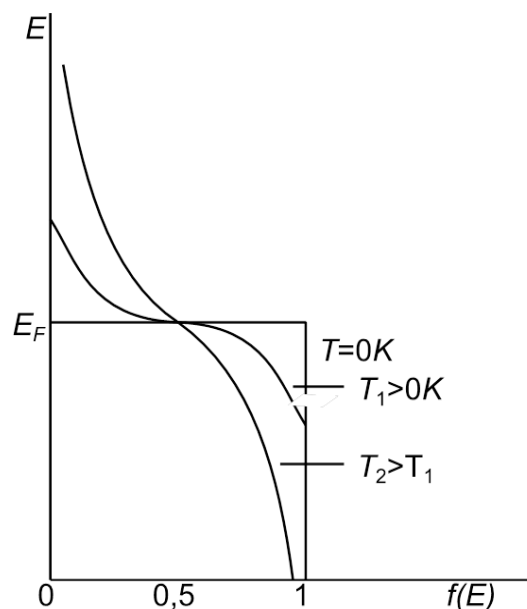


Рис. 1. Вид функции Ферми при температуре $T=0K$ и при температурах $T_1, T_2>0K$

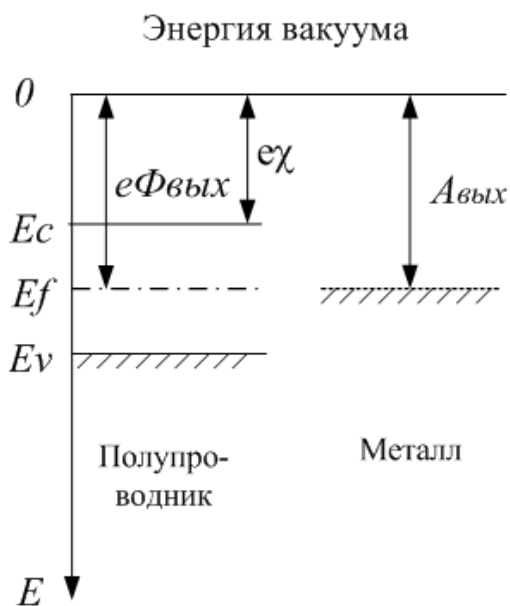


Рис. 2. Энергетические диаграммы металла и полупроводника

полупроводнике, которая носит название термодинамической работы выхода. Реально наблюдаемая работа выхода внешнего фотоэффекта в полупроводнике представлена величиной $e\chi$, где χ обычно называют сродством к электрону.

Носителями тока в металлах являются электроны, в полупроводнике присутствуют носители разных знаков (электроны и дырки), эффективные массы которых различны. Учитывая разные значения эффективных масс носителей тока в полупроводнике, можно уточнить положение уровня Ферми в запрещенной зоне. Отсчитывая положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости, получим выражение:

$$E_F = \frac{\Delta E_g}{2} - \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*},$$

где $\Delta E_g = E_C - E_V$ – ширина запрещенной зоны. С ростом температуры положение уровня Ферми смещается вверх в направлении зоны проводимости, если эффективная масса дырки в полупроводнике превышает эффективную массу электрона, в противном случае положение уровня Ферми смещается в направлении валентной зоны.

Ширина запрещенной зоны также меняется с изменением температуры. В диапазоне рабочих температур полупроводниковых приборов (выше 200K) для значения ширины запрещенной зоны принято эмпирическое выражение:

В металлах уровень Ферми находится в зоне проводимости, в химически чистом полупроводниковом материале уровень Ферми располагается вблизи середины запрещенной зоны.

Энергетические диаграммы металла и полупроводника представлены на рис. 2. За начало отсчета энергии принимается энергия вакуума. E_C и E_V представляют, соответственно, значения энергии нижнего уровня в зоне проводимости (дно зоны проводимости) и верхнего

уровня валентной зоны (потолок валентной зоны). На рисунке представлена также работа выхода электрона из металла ($A_{вых}$) и аналогичная ей величина $e\Phi_T$ в

$$\Delta E_g = \Delta E_{g\beta} - \alpha T,$$

где $\Delta E_{g\beta}$ – экстраполированный член, α – температурный коэффициент. В табл. 1 приведены значения этих величин для некоторых широко распространенных полупроводниковых материалов.

Таблица 1

Материал	$\Delta E_{g\beta}$, эВ	α , эВ/К
Германий, Ge	0,782	$3,90 \cdot 10^{-4}$
Кремний, Si	1,205	$2,84 \cdot 10^{-4}$
Арсенид галлия, GaAs	1,549	$4,30 \cdot 10^{-4}$

Для сравнения, значение kT при температуре 300К составляет около 0,026 эВ. Это позволяет во многих случаях упростить теоретическое описание механизмов электропроводности в полупроводниках, так как при условии $E - E_F > kT$ функция Ферми с хорошим приближением представляется формулой:

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right), \quad (1)$$

которая совпадает с выражением для функции Больцмана.

Статистика носителей заряда в полупроводниках

В равновесном состоянии в полупроводнике носители тока определенным образом распределены по энергетическим состояниям в зоне проводимости и валентной зоне, а электропроводность полупроводника определяется их концентрацией в материале. В полупроводниках присутствуют носители заряда двух типов: носители отрицательного заряда – электроны, и носители положительного заряда – дырки. Мы понимаем, что и те и другие являются квазичастицами, свойства которых определяются особенностями строения полупроводникового кристалла.

Основные параметры собственных полупроводников

К собственным полупроводникам или полупроводникам I-типа (от английского слова *Intrinsic* – «собственный») относят чистые полупроводники, содержание посторонних примесей в которых не превышает $10^{-8} \dots 10^{-9}$ %. Это непрямозонные полупроводники – Ge (при комнатной температуре количество носителей $n_i=p_i=2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и Si (при комнатной температуре количество носителей $n_i=p_i=1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$), и прямозонный GaAs. Ниже, в табл. 2, представлены собственное удельное сопротивление, ширина запрещенной зоны, собственная концентрация и другие важные параметры собственных полупроводников, рассчитанные при комнатной температуре ($T=300^\circ\text{K}$).

Таблица 2

№ п/п	Параметр (при T=300°K)	Ge	Si	GaAs
1	Собственное удельное сопротивление, ρ , Ом·см	47	$2,3 \cdot 10^5$	10^8
2	Ширина запрещенной зоны, ΔW_3 , эВ	0,67	1,12	1,42
3	Эффективная масса электрона по отношению к массе свободного электрона, m_n/m_0	0,22	0,33	0,07
4	То же для дырок, m_p/m_0	0,39	0,55	0,5
5	Эффективная плотность состояний, см^{-3} в зоне проводимости, N_c в валентной зоне, N_v	10^{19} $6 \cdot 10^{18}$	$2,8 \cdot 10^{19}$ 10^{19}	$4,7 \cdot 10^{17}$ $7 \cdot 10^{17}$
6	Собственная концентрация, n_{i0} , см^{-3}	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,45 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^6$
7	Подвижность, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ электронов, μ_n дырок, μ_p	3900 1900	1500 450	8500 400
8	Коэффициент диффузии, $\text{см}^2/\text{с}$ электронов, D_n дырок, D_p	100 45	36 13	290 12
9	Электрическое поле пробоя, В/см	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$
10	Относительная диэлектрическая проницаемость, ϵ	16	12	13

Генерация и рекомбинация носителей заряда в собственном полупроводнике

При низких температурах электронные состояния валентной зоны полупроводника заняты, в зоне проводимости электронные состояния вакантны. Повышение температуры (или иное энергетическое воздействие на образец) приводит к тому, что плотность вероятности заполнения вакантного состояния зоны проводимости становится отличной от нуля. В зоне проводимости можно использовать функцию Больцмана:

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right),$$

поскольку $E - E_F \gg kT$. В свою очередь, становится отличной от нуля вероятность освобождения занятого состояния в валентной зоне, что приводит к возникновению пары подвижных носителей разных знаков (электрона и дырки), которые могут участвовать в процессе электропроводности (рис. 3).

Этот процесс называется генерацией носителей, существует обратный процесс – рекомбинация, результатом которой является восстановление дефектной межатомной связи с исчезновением пары подвижных носителей. В условиях термодинамического равновесия скорости генерации и рекомбинации носителей выравниваются, в результате чего в полупроводнике устанавливается равновесная концентрация подвижных носителей заряда (носителей тока). Важно, что в собственном полупроводнике, где носители разного знака генерируются и рекомбинируют парами, равновесная концентрация (n_i) электронов равна равновесной концентрации (p_i) дырок

$$n_i = p_i.$$

Для нахождения концентрации носителей в полупроводнике (например, концентрации электронов) необходимо учесть тот факт, что число состояний в зоне проводимости ($N(E)$) будет различным, в зависимости от значения энергии конкретного состояния. Для зоны проводимости:

$$N_C(E) = \frac{4\pi m_n^*{}^{3/2} \sqrt{2} (E - E_C)^{1/2}}{h^3}, \quad (2)$$

соотношение для валентной зоны симметрично выражению (2):

$$N_V(E) = \frac{4\pi m_p^*{}^{3/2} \sqrt{2} (E_V - E)^{1/2}}{h^3}.$$

С учетом (2), получим для концентрации электронов в зоне проводимости:

$$n_i = 2 \int_{E_C}^{\infty} N_C(E) f(E) dE = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right),$$

где $N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2}$ - эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Записав симметричное соотношение для эффективной плотности состояний в валентной зоне:

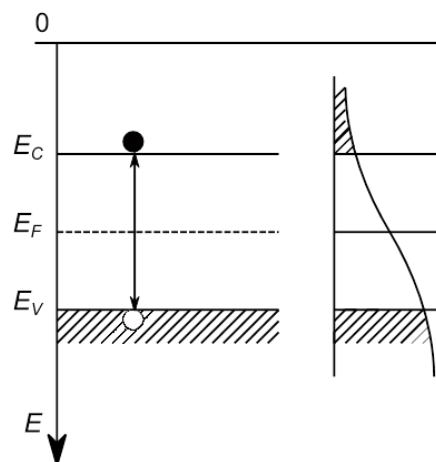


Рис. 3. Энергетическая диаграмма полупроводника. Возникновение пары электрон-дырка. Функция Ферми-Дирака для температур, отличных от 0K

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2},$$

для произведения концентраций в собственном полупроводнике получим:

$$n_i p_i = (n_i)^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (3)$$

Произведение концентраций не зависит от положения уровня Ферми в полупроводнике, поэтому выражение (3) остается справедливым для расчета концентраций носителей тока в полупроводниковом материале любого типа проводимости.

$$n_i p_i = n_n p_n = n_p p_h = n_i^2.$$

Получившееся выражение носит название закон действующих масс в полупроводнике, или основное уравнение полупроводника. Значение величины n_i для полупроводниковых материалов часто приводится в различных справочниках.

Электропроводность собственного полупроводника

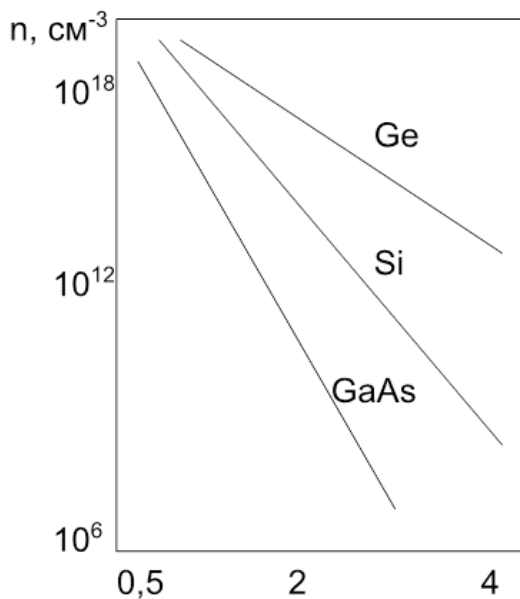


Рис. 4. График изменения концентрации носителей для некоторых материалов

Учитывая, что концентрация носителей тока в полупроводнике полностью определяет его удельную проводимость, для плотности тока в полупроводнике получим:

$$\mathbf{j} = en_i (\mu_n + \mu_p) \mathbf{E}. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{j} – плотность тока, \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля. Удельная проводимость полупроводника будет расти с ростом температуры, что иллюстрируется графиками изменения концентрации носителей для некоторых материалов с различной шириной запрещенной зоны (от 0,6 эВ у германия до 1,5 эВ у арсенида галлия) (рис. 4).

Сопоставляя выражение (4) с законом Ома, легко видеть, что удельная проводимость собственного полупроводника $\gamma = en_i (\mu_n + \mu_p)$.

Генерация и рекомбинация носителей заряда в примесных полупроводниках

Механизм проводимости примесного полупроводника определяется природой химического элемента, которым легирован исходный

полупроводниковый материал. Различают *акцепторные* и *донорные* примеси, и, соответственно, дырочный (*p*) и электронный (*n*) типы электропроводности легированного материала.

Атомы акцепторной примеси (например, бор в кремнии) содержат на внешней орбитали меньшее число электронов, чем атомы кристаллической матрицы. Это приводит к появлению дефектных межатомных связей (электронных вакансий) в местах расположения атомов примеси. В процессе теплового возбуждения вакансия может быть занята электроном из ближайшей межатомной связи, тем самым, возникая в другом месте кристалла. Такое *перемещение вакансии* трактуется, как движение положительно заряженной квазичастицы (дырки). Под действием внешнего электрического поля дырки дрейфуют в соответствующем направлении, обеспечивая электропроводность.

На зонной схеме акцепторные примеси изображаются системой уровней, расположенных в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны с зазором, исчисляемым долями электронвольт (рис. 5). Наличие примесей в полупроводнике существенно меняет положение уровня Ферми. При абсолютном нуле температуры уровень Ферми находится примерно посередине между потолком валентной зоны и уровнем акцепторов. По мере возбуждения акцепторных уровней (формирования отрицательно заряженных ионов акцепторной примеси) уровень Ферми смещается в сторону валентной зоны. Одновременно с этим, повышение температуры способствует росту генерации собственных носителей заряда в полупроводнике, что смещает уровень Ферми в сторону зоны проводимости. В результате, при высокой температуре, когда все атомы примеси ионизированы, а скорость генерации собственных носителей велика, уровень Ферми стремится занять положение вблизи середины запрещенной зоны, как в собственном полупроводнике.

В рабочей области температур практически все атомы акцепторной примеси ионизированы, следовательно, концентрация дырок, обусловленная наличием примеси, равна концентрации примесных атомов,

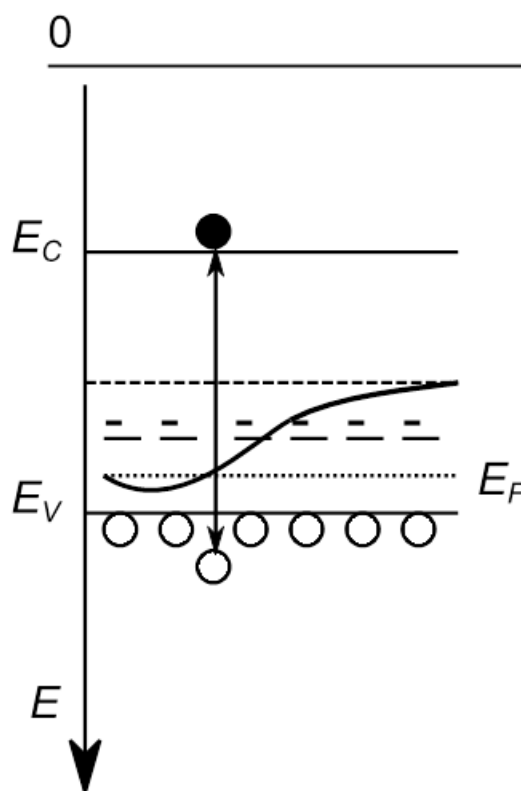


Рис. 5. Энергетическая диаграмма полупроводника *p*-типа

$p_p = N_a$. Учитывая соотношение (3), справедливое для любого типа полупроводника, получим для значений концентрации носителей тока в полупроводнике p -типа:

$$n_p p_p = n_i^2.$$

Положение уровня Ферми для рабочей области температур в полупроводнике p -типа определяется выражением

$$E_{Fp} = \frac{\Delta E_g}{2} + kT \ln \frac{N_a}{n_i}. \quad (5)$$

Носители тока, концентрация которых определяется легирующей примесью, называют *основными носителями* (в данном случае – это дырки), носители, обусловленные собственным механизмом генерации (в данном случае – электроны) называют *неосновными носителями*.

Симметричные рассуждения для полупроводника, легированного донорной примесью (например, алюминий в кремнии), приводят к симметричной зонной картинке и симметричным выражениям для концентрации носителей и положения уровня Ферми, а именно:

$$\begin{aligned} n_n p_n &= n_i^2, \\ E_{Fn} &= \frac{\Delta E_g}{2} - kT \ln \frac{N_d}{n_i}. \end{aligned} \quad (6)$$

Вырожденные полупроводники

Сильное легирование полупроводника приводит к тому, что отдельные уровни примесных атомов преобразуются в энергетические зоны, которые могут частично перекрываться с близлежащей зоной, как это, например, показано на рис. 6 для полупроводника донорного типа. Вследствие такого перекрытия энергия ионизации примесных атомов становится практически равной нулю, а уровень Ферми оказывается внутри расщепленной зоны примесных атомов. Для полупроводника n -типа критическая концентрация, при которой наступает вырождение, рассчитывается по формуле:

$$N_{d, крит} = 26,41 \left(\frac{m_n^* \Delta E_d}{h^2} \right)^{3/2}.$$

По механизму проводимости такой материал близок к металлу.

Электрический ток в полупроводниках

Электрический ток, как направленное движение носителей заряда в полупроводнике может возникнуть в двух случаях: либо под действием внешнего электрического поля, либо в результате неравномерного распределения носителей заряда в объеме кристалла.

Направленное движение носителей заряда под действием сил электрического поля носит характер дрейфа, ток, вызванный этим движением, называют *дрейфовым* током. При этом тип проводимости кристалла может быть *электронным*, если ток обусловлен движением электронов, или *дырочным*, если ток создается направленным перемещением дырок. Удельная проводимость полупроводника описывается выражением:

$$\gamma = e(n\mu_n + p\mu_p),$$

где n и p – соответственно, концентрации электронов и дырок.

Электроны движутся между узлами кристаллической решетки, тогда как дырки – по ковалентным связям, поэтому подвижность электронов выше, чем подвижность дырок. В собственных полупроводниках концентрации электронов и дырок равны, но электронная составляющая дрейфового тока больше, чем дырочная составляющая. Следовательно, тип проводимости собственного полупроводника всегда электронный (n -тип).

Тип проводимости примесного полупроводника определяется природой основных носителей, концентрация которых в рабочем диапазоне температур существенно выше концентрации неосновных носителей. При увеличении температуры рост концентрации носителей, возникающих вследствие прямой генерации электронно-дырочных пар через запрещенную зону, приводит к тому, что при достаточно высокой температуре полупроводник любого типа проводимости становится собственным.

Диффузионный ток возникает в процессе движения носителей заряда в сторону уменьшения концентрации носителей тока в кристалле. При этом происходит рекомбинация носителей, приводящая к выравниванию концентрации в объеме полупроводника. Диффузионный ток также может быть электронным, или дырочным.

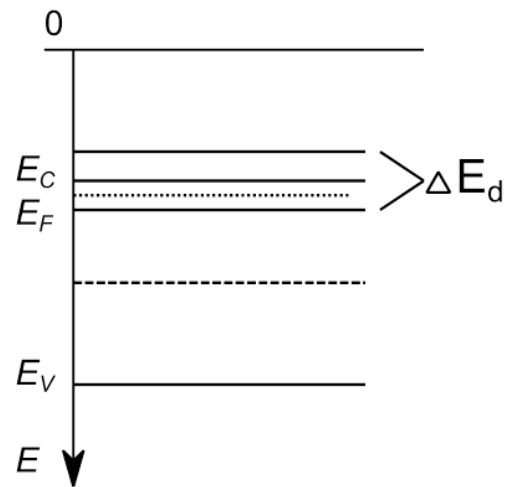


Рис. 6. Перекрывание донорных уровней с зоной проводимости для полупроводника n -типа

В общем случае плотность тока (полный ток) в полупроводнике представляет собой сумму четырех компонент:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p = \mathbf{j}_{nE} + \mathbf{j}_{nD} + \mathbf{j}_{pE} + \mathbf{j}_{pD},$$

где

$\mathbf{j}_{nE} = -en\mu_n\mathbf{E} = -\gamma_n\mathbf{E}$ - электронная составляющая дрейфового тока,

$\mathbf{j}_{pE} = ep\mu_p\mathbf{E} = \gamma_p\mathbf{E}$ - дырочная составляющая дрейфового тока,

$\mathbf{j}_{nD} = eD_n\mathbf{grad}n$ - электронная составляющая диффузионного тока,

$\mathbf{j}_{pD} = -eD_p\mathbf{grad}p$ - дырочная составляющая диффузионного тока.

Если ограничиться изучением полного тока в случае одномерного распределения примесей, для соответствующих составляющих следует записать:

$$j_{nE} = en\mu_n E, \quad (7a)$$

$$j_{pE} = ep\mu_p E, \quad (7b)$$

$$j_{nD} = -eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (7c)$$

$$j_{pD} = -eD_p \frac{dp}{dx}. \quad (7d)$$

Коэффициенты диффузии электронов и дырок связаны с подвижностями соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n,$$

$$D_p = \frac{kT}{e} \mu_p.$$

Неравновесные состояния в полупроводниках

Свободные носители заряда в полупроводнике возникают в результате генерации электронно-дырочных пар, для чего электрон должен получить энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны. Источником энергии являются тепловые колебания ионов решетки. В состоянии термодинамического равновесия получаем равновесную концентрацию носителей (например, $n_{i0} = p_{i0}$ для собственного полупроводника).

В результате внешнего энергетического воздействия в полупроводнике начнется генерация носителей, продолжающаяся, пока длится воздействие. Концентрация носителей, обусловленная этим процессом, называется *неравновесной*. Таким образом, для собственного полупроводника, полная концентрация носителей:

$$n_i = n_{i0} + \Delta n_i;$$

$$p_i = p_{i0} + \Delta p_i.$$

Скорость генерации носителей (G) определяется интенсивностью внешнего воздействия, а скорость рекомбинации (R) – пропорциональна концентрации носителей, для собственного полупроводника эта связь имеет вид:

$$R = \xi n_i p_i.$$

ξ – коэффициент рекомбинации носителей. Для состояний, близких к тепловому равновесию ($\Delta n \ll n_0$), получим:

$$R_0 = \xi n_i p_i;$$

$$G_0 = \xi N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right).$$

Процесс изменения концентрации носителей в полупроводнике, следовательно, можно описать уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = G - R.$$

С прекращением внешнего воздействия прекращается процесс генерации носителей. Процесс рекомбинации *неравновесных* носителей (возвращение полупроводника к равновесному состоянию) описывается выражением:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\xi \left(\frac{n}{i0} + \frac{p}{i0} + \Delta n \right) \Delta n. \quad (8)$$

Практически важными являются неравновесные процессы, происходящие в примесных полупроводниках. В подобных материалах неравновесное состояние может возникнуть в результате введения (*инжекции*) неосновных носителей, или удаления (*экстракции*) неосновных носителей через электрическую цепь.

Например, для донорного полупроводника, при полной ионизации примесей, уравнение (8) сведется к виду:

$$\frac{d(\Delta n_n)}{dt} = -\xi n_{n0} \Delta n_n = -\xi N_D \Delta n_n = -\frac{\Delta n_n}{\tau_n},$$

где $\frac{1}{\tau_n} = \xi n_{n0} = \xi N_D$;

τ_n – время жизни неосновных носителей в донорном полупроводнике. Легко видеть, что релаксация неосновных неравновесных носителей происходит по экспоненциальному закону:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right),$$

где Δn_0 – установившаяся в результате внешнего воздействия концентрация неравновесных носителей.

Контактные явления в полупроводниках

Контакт полупроводников разного типа проводимости (*p-n* переход)

Зонная структура *p-n* перехода

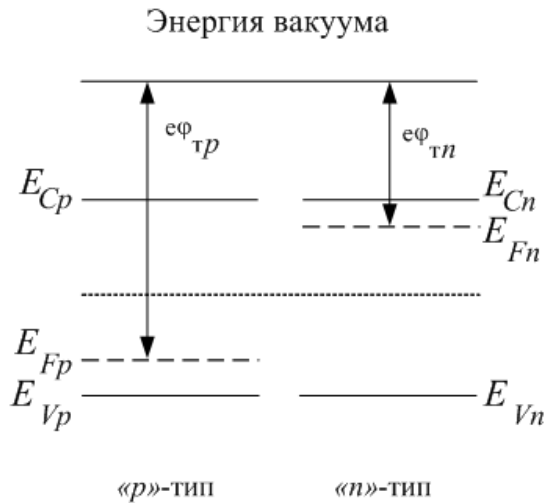


Рис. 7. Работа выхода для полупроводников *p*- и *n*-типов

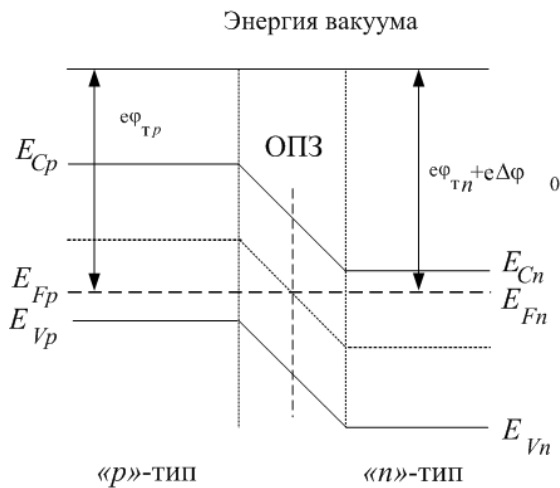


Рис. 8. Образование потенциального барьера между структурами разного типа проводимости

Электронно-дырочным (или *p-n*) переходом обычно называют контакт полупроводников одного материала с разными типами проводимости. Полупроводники разного типа проводимости обладают различной термодинамической работой выхода (рис. 7), вследствие чего, при их соприкосновении возникает контактная разность потенциалов $\Delta\phi_0$, приводящая к возникновению потенциального барьера $e\Delta\phi_0$ между структурами разного типа проводимости (рис. 8).

Встречная диффузия основных носителей разного знака в приконтактную область создает в приконтактном слое область пространственного заряда (ОПЗ), электрическое поле которой препятствует дальнейшей диффузии носителей.

Формирование *p-n* перехода завершается, когда выравниваются уровни Ферми в обеих структурах. Легко видеть, что величина контактной разности потенциалов может быть рассчитана как разность энергий Ферми в материале *n*-типа и в материале *p*-типа проводимости:

$$\Delta\phi_0 = \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{e}.$$

Учитывая соотношения (5) и (6), получаем:

$$\Delta\varphi_0 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p}{p_n} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}. \quad (9)$$

Легко видеть, что концентрации носителей тока также могут быть выражены через контактную разность потенциалов:

$$p_n = p_p \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi_0}{kT}\right), \quad n_p = n_n \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi_0}{kT}\right).$$

Формирование области пространственного заряда

При установлении контакта между «*p*» и «*n*» полупроводниками возникают встречные диффузионные потоки основных носителей (электронов из *n*-области в *p*-область и, соответственно, встречный поток дырок из *p*-области в *n*-область). В приконтактном слое вблизи границы в *n*-области образуется нескомпенсированный заряд положительных доноров концентрацией N_d , вблизи границы в *p*-области - нескомпенсированный заряд отрицательных акцепторов N_a . Поскольку ионы доноров и акцепторов связаны с решеткой, возникший двойной слой образуется неподвижными зарядами. В области пространственного заряда возникает электрическое поле, направленное от *n*-области к *p*-области, препятствующее дальнейшей диффузии основных носителей. Равновесие наступает при условии, которое описывается формулой (9). В ОПЗ концентрация носителей близка к собственной, поскольку все попадающие в область *p-n* перехода носители выбрасываются из этой области электрическим полем. Соответственно, проводимость ОПЗ на несколько порядков меньше, чем проводимость легированных *p*- и *n*- областей. Если к полупроводниковой структуре с *p-n* переходом приложить внешнее напряжение, его падение будет приходиться в основном на ОПЗ.

Рассматривая *p-n* переход, как два разноименно заряженных слоя (рис. 9), получим для контактной разности потенциалов выражение:

$$\Delta\varphi_0 = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} \left(N_a d_p^2 + N_d d_n^2 \right),$$

где $d_{p,n}$ – ширина соответствующей области *p-n* перехода. Из условия электронейтральности полупроводниковой структуры в целом, получим:

$$N_a d_p = N_d d_n,$$

откуда для контактной разности потенциалов:

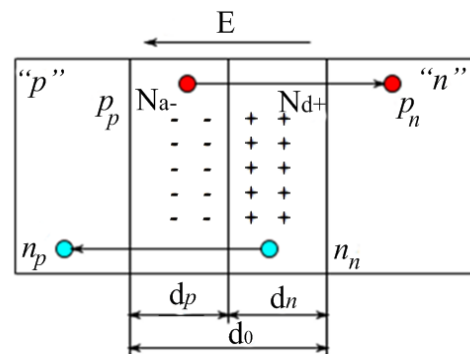


Рис. 9. Образование контактной разности потенциалов при контакте *p*- и *n*- областей

$$\Delta\varphi_0 = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} N_a^2 d_p^2 \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right).$$

Несложные преобразования позволяют получить соотношения, выражающие толщины соответствующих областей p - n перехода:

$$d_p = \sqrt{\Delta\varphi_0 \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{N_d}{N_a(N_a + N_d)}},$$

$$d_n = \sqrt{\Delta\varphi_0 \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{N_a}{N_d(N_a + N_d)}},$$

и для всей толщины области пространственного заряда:

$$d_0 = \sqrt{\Delta\varphi_0 \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right)}.$$

Вольт-амперная характеристика p - n перехода

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) p - n перехода нелинейна и несимметрична. В состоянии термодинамического равновесия встречные потоки основных и неосновных носителей заряда компенсируют друг друга, так что несмещенный переход характеризуется контактной разностью потенциалов $\Delta\varphi_0$ и шириной ОПЗ d_0 .

Прямое смещение перехода увеличивает диффузионную составляющую тока, которая для носителей одного типа (например, электронов) описывается выражением

$$i = eS \frac{D_n}{L_n} n_p \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right), \quad (10)$$

где S – площадь перехода, U – смещение на p - n переходе. При обратном смещении выражение для электронной составляющей тока отличается от (10) только знаком смещения:

$$i = eS \frac{D_n}{L_n} n_p \left(\exp\left(-\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right)$$

При достаточно большом обратном смещении ток не будет зависеть от смещения. Установившееся значение обратного тока p - n перехода (i_S) с учетом того, что ток создается носителями обоих типов, имеет вид:

$$i_S = eS \frac{D_n}{L_n} n_p + eS \frac{D_p}{L_p} p_n.$$

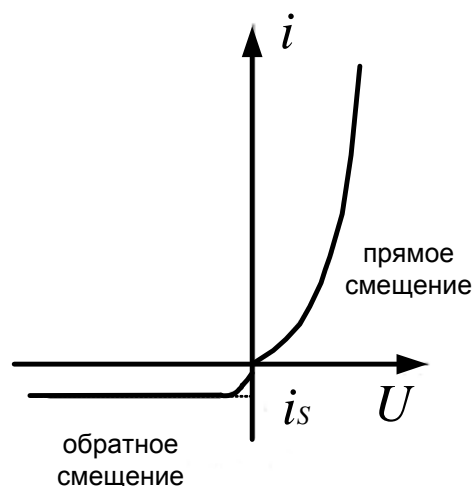


Рис. 10. ВАХ p - n - перехода

Таким образом, полагая прямое смещение положительным, а обратное отрицательным, получим выражение для ВАХ $p-n$ перехода:

$$i = i_S \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right).$$

Рассмотрим подробнее процессы, происходящие в $p-n$ переходе, в результате действия которых формируется вольт-амперная характеристика $p-n$ перехода.

Диффузионная и дрейфовая составляющие тока $p-n$ перехода

В равновесном $p-n$ переходе между областями с различными типами электропроводности существует электрическое поле напряженностью E (рис. 9), созданное двумя слоями объемных зарядов. Этому полю соответствует разность потенциалов между областями разного типа проводимости, $\Delta\phi_0$, называемая контактной. За пределами области объемного заряда полупроводники остаются электрически нейтральными.

Электрическое поле ОПЗ является тормозящим для основных носителей заряда и ускоряющим для неосновных. Поэтому, электроны из p -области и дырки из n -области в процессе теплового движения захватываются электрическим полем ОПЗ, увлекаются им и перебрасываются в противоположные области, образуя тем самым ток проводимости (*дрейфовый ток*). Выведение носителей заряда из области полупроводника, где они являются неосновными, через $p-n$ переход ускоряющим электрическим полем ОПЗ называется *экстракцией* носителей заряда. Плотность дрейфового тока:

$$j_E = -e \frac{d\phi}{dx} (n_p \mu_n + p_n \mu_p).$$

В равновесном переходе дрейфовая составляющая тока компенсируется диффузионной составляющей

$$j_E = j_{nD} + j_{pD}.$$

Прямое включение $p-n$ перехода

В прямом включении положительный потенциал подается на p -область. Поскольку концентрация носителей тока в ОПЗ существенно меньше концентрации носителей в остальном кристалле (ОПЗ иногда называют *обедненным слоем*) сопротивление $p-n$ перехода значительно превышает сопротивление нейтральных областей кристалла, поэтому, внешнее напряжение U практически полностью падает на переходе.

Прямое напряжение создает в переходе внешнее электрическое поле, направленное навстречу электрическому полю $p-n$ перехода. Контактная разность потенциалов уменьшается до значения $\Delta\phi = \Delta\phi_0 - U$, это сопровождается сужением запирающего слоя:

$$d_{np} = \sqrt{\left(\Delta\varphi_0 - U_{np}\right) \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a}\right)}. \quad (11)$$

Уменьшение контактной разности потенциалов приводит к тому, что все большее число основных носителей тока диффундирует в соседнюю область, и происходит рост тока диффузии. Ток дрейфа при этом не изменится, поскольку этот ток определяется концентрацией неосновных носителей, вблизи границ p - n перехода, то есть, концентрацией примесей в полупроводнике и температурой. Увеличение диффузионной составляющей тока через p - n переход при неизменной дрейфовой приводит к нарушению термодинамического равновесия, через переход течет результирующий ток, в основном определяемый диффузионной составляющей.

Дополнительная диффузия носителей зарядов приводит к тому, что на границе p - n перехода повышаются концентрации дырок в n -области до некоторого значения p_{n1} и электронов в p -области до значения n_{p1} . Процесс повышения концентраций неосновных носителей под действием внешнего напряжения, приложенного к переходу, называется *инжекция неосновных носителей*. Область, из которой происходит инжекция, называют *эмиттером*, а область, в которую осуществляется инжекция, — *базой*. Рост концентрации носителей тока вблизи перехода носит экспоненциальный характер:

$$p_{n1} = p_p \exp\left(-e \frac{\Delta\varphi_0 - U}{kT}\right), \quad n_{p1} = n_n \exp\left(-e \frac{\Delta\varphi_0 - U}{kT}\right),$$

или

$$p_{n1} = p_n + p_n \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right), \quad n_{p1} = n_p + n_p \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right), \quad (12)$$

также по экспоненте происходит рост прямого тока через p - n переход. Так как ток включенного в электрическую цепь кристалла не зависит от расстояния до границ перехода, то выражение для плотности прямого тока получается непосредственно из (12) с учетом (7с) и (7d):

$$j_{np} = e \left(\frac{p_n D_p}{L_p} + \frac{n_p D_n}{L_n} \right) \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right), \quad (13)$$

где L – диффузионная длина, соответственно, дырок и электронов.

Обратное включение p - n перехода

В обратном включении положительный потенциал подается на n -область. При включении p - n перехода в обратном направлении внешнее обратное смещение U создает электрическое поле, совпадающее по направлению с полем ОПЗ, что приводит к росту потенциального барьера

на величину U и увеличению относительного смещения энергетических диаграмм на $e(\Delta\varphi_0 + U)$. Это сопровождается увеличением ширины запирающего слоя:

$$d_{np} = \sqrt{\left(\Delta\varphi_0 + U_{np}\right) \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a}\right)}.$$

Возрастание потенциального барьера уменьшает диффузионные токи основных носителей. Для неосновных носителей поле в p - n переходе остается ускоряющим, и дрейфовый ток не изменится, поскольку определяется концентрацией неосновных носителей. Таким образом, через переход будет протекать ток, определяемый дрейфом неосновных носителей.

Включение перехода в обратном направлении приводит к обеднению приконтактной области неосновными носителями и появлению градиента их концентрации, который является причиной возникновения диффузионного тока неосновных носителей в толще кристалла, по направлению к границам ОПЗ, где носители захватываются электрическим полем и перебрасываются через переход (происходит превращение диффузионного тока в дрейфовый). Для обратного тока справедливо выражение:

$$j_{обр} = e \left(\frac{p_n D_p}{L_p} + \frac{n_p D_n}{L_n} \right) \left(\exp\left(\frac{e(-U)}{kT}\right) - 1 \right). \quad (14)$$

Объединяя выражения (13) и (14), получим выражение для вольт-амперной характеристики p - n перехода, приведенное в начале параграфа.

Пробой p - n перехода

Увеличение обратного напряжения, приложенного к p - n переходу, не приводит к существенному росту обратного тока, так как дрейфовая составляющая тока, зависит в основном от температуры кристалла, и увеличение обратного напряжения приводит к увеличению скорости дрейфа неосновных носителей без изменения их количества. Интенсивный рост обратного тока, происходящий практически без изменения напряжения на переходе (рис. 11), называется *пробоем p - n перехода*.

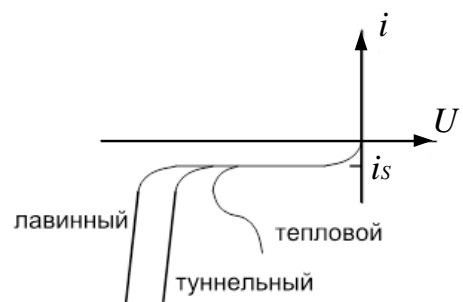


Рис. 11. ВАХ пробоев p - n перехода

Пробой p - n перехода бывают обратимыми и необратимыми. При обратимом пробое работоспособность перехода восстанавливается, необратимый пробой ведет к разрушению полупроводникового прибора.

Различают четыре вида пробоя: *лавинный*, *туннельный*, *тепловой* и *поверхностный*. Лавинный и туннельный пробой имеют электрическую природу и являются обратимыми. К необратимым пробоям относят тепловой и поверхностный.

Лавинный пробой типичен для слаболегированных полупроводников, со значительной толщиной p - n перехода. В таких структурах ширина обедненного слоя больше диффузионной длины носителей. В сильном электрическом поле неосновные носители заряда на длине свободного пробега могут набрать энергию, достаточную для того, чтобы при соударении с решеткой создать электронно-дырочную пару. Вновь образованные носители, разгоняясь в электрическом поле, сами принимают участие в дальнейшем образовании электронно-дырочных пар. Процесс нарастания числа носителей со временем носит лавинный характер, поэтому этот тип пробоя и называют лавинным.

Туннельный пробой. В сильно легированных структурах ширина ОПЗ становится малой, появляется вероятность для электронов из валентной зоны проникнуть в зону проводимости по туннельному механизму, преодолев барьер, который возникает в сильном электрическом поле. Для туннельного эффекта характерно то, что электроны после преодоления барьера не изменяют своей энергии. Для туннельного пробоя характерны невысокие пробивные напряжения.

Тепловой пробой. Увеличение обратного напряжения приводит к возрастанию мощности, рассеиваемой в переходе в виде тепла, в свою очередь разогрев p - n перехода, ведет к увеличению обратного тока. Таким образом, в p - n переходе возникает тепловая неустойчивость, ведущая к тепловому пробую.

Поверхностный пробой. В области p - n перехода, выходящей на поверхность, имеет место значительное изменение напряженности электрического поля за счет поверхностного заряда, который может привести как к уменьшению, так и к увеличению напряженности поля. В последнем случае на поверхности p - n перехода происходит электрический пробой при напряжении, меньшем, чем в объеме. Это явление носит название поверхностного пробоя.

Емкость p - n перехода

Барьерная емкость

Двойной заряженный пространственный слой p - n перехода обладает электроемкостью, подобно плоскому конденсатору с разнополярным зарядом на пластинах. Изменение смещения на p - n переходе ведет к изменению высоты барьера и, соответственно, к изменению создающего

барьер заряда ОПЗ. Определенную таким образом емкость принято называть барьерной:

$$C_{бар} = \frac{\Delta Q_{ОПЗ}}{\Delta U}.$$

Электрическое сопротивление области пространственного заряда велико в сравнении с легированными, хорошо проводящими прилегающими областями полупроводников, что позволяет считать область $p-n$ перехода аналогом плоского конденсатора, в котором в качестве изолятора выступает ОПЗ. Для емкости такой структуры имеет место простое соотношение:

$$C_{бар} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d},$$

где ε_0 - диэлектрическая постоянная, ε - диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала, d - ширина ОПЗ, S - площадь $p-n$ перехода.

Величина барьерной емкости $p-n$ перехода зависит от приложенного к переходу напряжения. Характер изменения энергетической структуры $p-n$ перехода под действием внешнего смещения (рис.12) показывает, что одновременно с изменением высоты потенциального барьера меняется ширина ОПЗ, заряд которой обеспечивает высоту потенциального барьера. Используя выражение (11) для толщины обедненного слоя, получим для барьерной емкости:

$$C_{бар} = \frac{\sqrt{e \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} S}}{\sqrt{\varphi_0 - U}},$$

здесь, как обычно, прямое смещение положительно, обратное – отрицательно. С увеличением обратного напряжения барьерная ёмкость перехода уменьшается. Прямое включение, как правило, не используют для реализации емкостных свойств $p-n$ перехода.

Барьерная емкость $p-n$ перехода может изменяться в широких пределах, что позволяет использовать это свойство в управляемых напряжением полупроводниковых емкостях - *варикапах*.

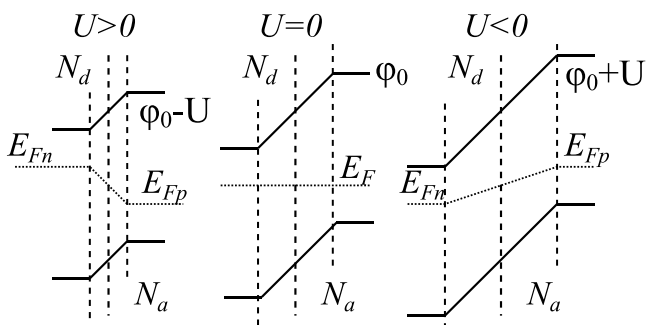


Рис. 12. Характер изменения энергетической структуры $p-n$ перехода под действием внешнего смещения

Диффузионная емкость p - n перехода

Диффузионная емкость проявляется при подаче прямого смещения на p - n переход. Диффундирующие через барьер носители переносят в соседнюю область заряд, при этом, количество инжектированного в соседнюю область заряда зависит от величины приложенного к p - n переходу напряжения. Изменение инжектированного заряда при изменении приложенного напряжения также можно охарактеризовать величиной, имеющей характер емкости. Определенную таким образом емкость называют *диффузионной емкостью*:

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ_{\text{инж}}}{dU},$$

где $Q_{\text{инж}}$ - инжектированный заряд.

Превышение объемной плотности заряда инжектированных электронов и дырок над равновесными значениями непосредственно следует из выражений (12) для составляющих прямого тока через p - n переход:

$$e(p_{n1} - p_n) = ep_n \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right), \quad e(n_{p1} - n_p) = en_p \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right).$$

С учетом того, что на прямом смещении достаточно быстро реализуется соотношение $eU/kT > 1$, получим для вкладов дырочной и электронной составляющих в диффузионную емкость

$$\frac{dQ_{p,\text{инж}}}{dU} = \frac{e^2}{kT} p_n \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right), \quad \frac{dQ_{n,\text{инж}}}{dU} = \frac{e^2}{kT} n_p \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right).$$

С учетом полученного ранее выражения (13), получим для диффузионной емкости

$$C_{\text{диф}} = \frac{e}{kT} (j_{p,np} \tau_p + j_{n,np} \tau_n) S, \quad (15)$$

где $j_{p,np}$ и $j_{n,np}$ – дырочная и электронная составляющие прямого тока, τ_p и τ_n – времена жизни дырок и электронов. Если времена жизни электронов и дырок одинаковы, выражение (15) существенно упрощается,

$$C_{\text{диф}} = \frac{e}{kT} j_s \tau \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right) S,$$

где j_s – плотность обратного тока насыщения p - n перехода.

В отличие от барьерной емкости, диффузионная емкость имеет частотную зависимость. Действительно, на высоких частотах, когда период колебаний меньше времени жизни носителей, последние будут проникать в материал на меньшую глубину, и диффузионная емкость будет падать. Частотная зависимость барьерной емкости проявляется на частотах значительно более высоких по сравнению с диффузионной.

Контакт полупроводников одного типа проводимости

Процессы, происходящие вблизи области контакта полупроводников с одним типом проводимости, но с различной концентрацией примесей, подобны процессам, происходящим в p - n переходе. Такой контакт обычно обозначают p^+ - p или n^+ - n переход, обозначая знаком + полупроводник с большей концентрацией примесей.

Рассмотрим p^+ - p переход. Вблизи контакта носители из области с большой концентрацией переходят в область с меньшей концентрацией, в результате чего в области p^+ возникает объемный заряд из нескомпенсированных зарядов ионов примеси, а в области p – объемный заряд из избыточных носителей – дырок, перешедших из области p^+ . Появление объемных зарядов приводит к образованию электрического поля и контактной разности потенциалов.

$$\Delta\varphi_0 = \frac{kT}{e} \ln \frac{P_{p^+}}{P_p} .$$

В отличие от обычных p - n переходов запирающий слой отсутствует, так как не образуется заряд неподвижных ионов противоположного знака. Поэтому такие контакты вентильными свойствами не обладают. Аналогичные процессы протекают в контакте n^+ - n .

Гетеропереходы

Особое место в формировании перспективных приборов современной твердотельной электроники занимает технология, основанная на контакте отличающихся по составу полупроводниковых материалов. Образующаяся в этом случае приконтактная область называется *гетеропереходом*. Уникальные свойства подобных структур были исследованы в работах Ж.И.Алферова (Нобелевская премия по физике 2000 г.), оказалось, что гетероструктуры открывают широкие перспективы для развития электроники, что обусловило бурный рост приборов микроэлектроники нового типа, основанных на гетероструктурах.

Итак, *гетеропереходом называют контактную область двух полупроводников различного химического состава*. В зависимости от легирования полупроводниковых материалов обеих сторон гетероперехода можно получить широкий спектр гетероструктур с разнообразными свойствами. Классифицируя подобные структуры по типу легирования, можно говорить об *анизотипных гетеропереходах* (p - n ; i - n ; i - p структуры), а также об *изотипных* (p - p ; n - n ; i - i) *гетеропереходах*. К гетероструктурам относят также различные комбинации гетеро- и гомопереходов.

На границах вблизи контакта двух различных по химическому составу полупроводников кроме изменения подвижности носителей заряда, их эффективных масс и других параметров, характерных для гомоперехода, изменяется также ширина запрещенной зоны, поэтому

различают узкозонную и широкозонную области гетероперехода. В семействе гетероструктур принято выделять особенности строения запрещенных зон контактирующих полупроводниковых материалов, помещая в обозначении перехода на первое место характеристику полупроводника с более узкой запрещенной зоной, так, $p-n$ и $n-p$ структуры различаются не только пространственным расположением, а еще и соотношением ширин запрещенных зон.

Наряду с этим, в гетеропереходе на расстоянии, сравнимом или меньшем, чем ширина области объёмного заряда происходит изменение постоянной решетки и температурного коэффициента расширения материала. Это ограничивает набор материалов для гетероструктур, поскольку для гетероперехода необходимо совпадение типа, ориентации и периода кристаллических решёток контактируемых материалов. Наиболее распространенными материалами для монокристаллических гетеропереходов служат Ge и полупроводниковые материалы типа $A_{III}B_{V}$, в основном это арсенид галлия ($GaAs$), фосфид индия (InP). Гетероструктуры получают также на основе многокомпонентных твердых растворов (например, $InGaAsP$) в которых при изменении состава в широких пределах период решётки не изменяется. Соответствующая этим требованиям технология изготовления монокристаллических гетеропереходов и гетероструктур основана на методах эпитаксиального наращивания полупроводниковых кристаллов.

В настоящее время гетероструктуры используются, в основном, в различных полупроводниковых приборах фотоники: инжекционных лазерах, светоизлучающих диодах, фотоэлементах, оптронах и других приборах

Энергетическая структура гетероперехода

Структуры энергетических зон области гетероперехода, следовательно, свойства гетероструктуры в целом, определяются, в основном, соотношением ширин запрещенных зон ΔE_g с обеих сторон перехода, электронным сродством χ контактирующих материалов и их термодинамическими работами выхода $e\phi_T$. Различные комбинации этих параметров, наряду с различием диэлектрических свойств (разные значения диэлектрической проницаемости ϵ) определяют большое многообразие возможных гетероструктур и их свойств. Энергетическая структура гетероперехода, а значит, и ее построение существенно сложнее рассмотренных нами энергетических структур контактов полупроводник - полупроводник, основой которых является один и тот же химический элемент, или химическое соединение, а также контактов металл – полупроводник.

На рис. 13 представлена одна из возможных гетероструктур, а именно, анизотипная $n-p$ структура, состоящая из двух

полупроводниковых материалов с различными термодинамическими работами выхода. В силу отличия химических составов контактирующих полупроводниковых материалов и разницы в сродстве к электрону, на металлургической границе гетероперехода наблюдается изгиб энергетических зон. Этот эффект можно объяснить следующим образом. Поверхностные состояния твердого тела создают энергетический барьер, в результате чего в месте контакта тел формируются приконтактные слои, обогащенные, или обедненные основными носителями, в зависимости от того, какое сродство к электрону имеет место у контактирующих материалов. На контакте возникает разность потенциалов (*контактная разность потенциалов* $\Delta\phi_0$). Направление потока носителей заряда в области контакта определяется градиентом исходной концентрации носителей в материалах. В рассматриваемом случае это означает, что энергетические зоны *n*-области по мере приближения к металлургической границе гетероперехода будут изгибаться вверх. Энергетические зоны *p*-области изогнутся вниз, вследствие чего в области гетероперехода зонная структура претерпевает характерные разрывы (рис. 14). Эта особенность гетероперехода как раз и определяет его уникальные свойства. Форма и значение величины разрыва в зоне проводимости (ΔE_C) и разрыва в валентной зоне (ΔE_V) определяется изгибом зон и соотношением ширин запрещенных зон материалов.

$$\Delta E_C = e(\chi_1 - \chi_2) \quad (16)$$

$$\Delta E_V = \left(\Delta E_{g2} - \Delta E_{g1} \right) - \Delta E_C \quad (17)$$

Построение энергетической структуры *p-n* гетероперехода проводится аналогичным образом, с учетом того, что изгиб зон, а значит и формы разрывов дна зоны проводимости и потолка валентной зоны будут

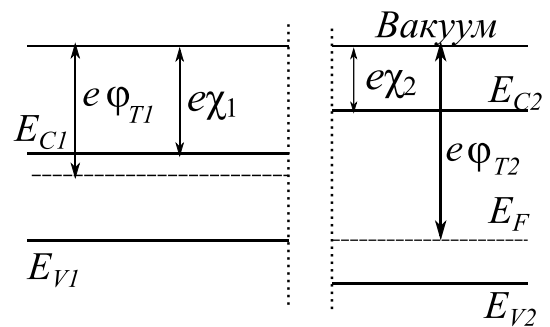


Рис. 13. Анизотропная гетероструктура двух полупроводниковых материалов до взаимодействия

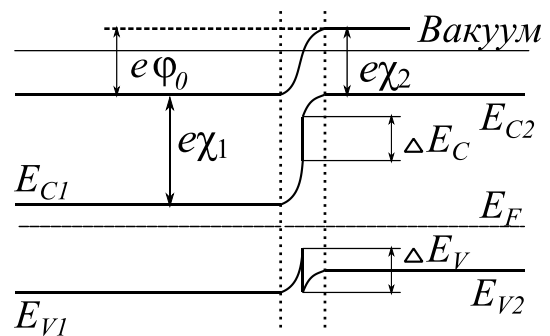


Рис. 14. Анизотропная гетероструктура двух полупроводниковых материалов после взаимодействия

противоположны наблюдаемым в n - p структуре. Значения величин разрывов по-прежнему будут определяться выражениями (16) и (17), поскольку в зоне проводимости величина разрыва обусловлена разностью значений величин электронного сродства, а в валентной зоне ещё и неравенством значений ширин запрещенных зон. Поэтому отличительной особенностью гетеропереходов является то, что потенциальные барьеры для электронов и дырок будут различными.

В зависимости от комбинаций электронного сродства, ширины запрещенной зоны и уровней легирования можно получить большое количество вариантов зонных структур гетеропереходов, каждая из которых будет иметь свои уникальные свойства.

Область пространственного заряда в гетеропереходе

Пространственная зависимость напряженности электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода (рис. 15) имеет особенность, обусловленную различными значениями величин

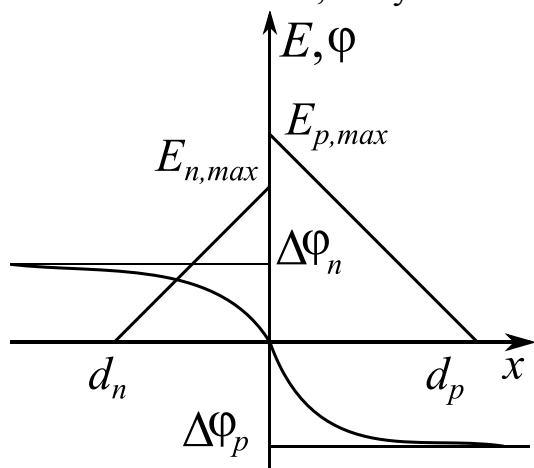


Рис. 15. График пространственной зависимости напряженности электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода

диэлектрических постоянных в контактирующих полупроводниковых материалах. Как и в обедненном слое любого p - n перехода для напряженности электрического поля и потенциала получим следующие выражения для максимальных значений напряженности электрического поля E и падений потенциала $\Delta\phi$:

$$E_{n,max} = \frac{eN_d d_n}{2\varepsilon_n \varepsilon_0}, \quad E_{p,max} = \frac{eN_a d_p}{2\varepsilon_p \varepsilon_0},$$

$$\Delta\phi_n = \frac{eN_d d_n^2}{2\varepsilon_n \varepsilon_0}, \quad \Delta\phi_p = \frac{eN_a d_p^2}{2\varepsilon_p \varepsilon_0}.$$

Выражения для ширины обедненных областей также должны быть модернизированы с учетом различия диэлектрических проницаемостей. В условиях приложенного внешнего напряжения U

соответствующие выражения имеют вид:

$$d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_n \varepsilon_p \varepsilon_0 (\Delta\phi_0 - U)}{eN_d^2 \left(\frac{\varepsilon_n}{N_a} + \frac{\varepsilon_p}{N_d} \right)}}, \quad d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_n \varepsilon_p \varepsilon_0 (\Delta\phi_0 - U)}{eN_a^2 \left(\frac{\varepsilon_n}{N_a} + \frac{\varepsilon_p}{N_d} \right)}}$$

для обедненных слоев с каждой стороны перехода, и для полной ширины обедненного слоя (как обычно, $\Delta\varphi_0$ – контактная разность потенциалов):

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_n\varepsilon_p\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - U)}{e\left(\frac{1}{\varepsilon_n N_a} + \frac{1}{\varepsilon_p N_d}\right)}}.$$

Таким образом, зависимости напряженности поля и потенциала в гетеропереходе (рис.15) отличаются от соответствующих зависимостей в обычном p - n переходе наличием скачка напряженности в области металлургической границы контакта. Величина скачка определяется соотношением:

$$\varepsilon_n E_{n,\max} = \varepsilon_p E_{p,\max}.$$

Вольт-амперная характеристика гетероперехода

Анализируя ВАХ гетероперехода, следует иметь в виду, что в гетеропереходе потенциальные барьеры для носителей разных знаков различаются по высоте, что отчетливо видно из рис. 14. Приложение прямого напряжения к гетеропереходу не влияет на величины разрывов ΔE_C и ΔE_V , поэтому потенциальный барьер для электронов в рассматриваемой гетероструктуре будет выше, чем для дырок. Различие в величинах потенциальных барьеров приводит к тому, что прямой ток фактически переносится носителями одного знака (в рассматриваемом случае – дырками). Этот эффект, характерный для всех гетеропереходов, называют односторонней инжекцией.

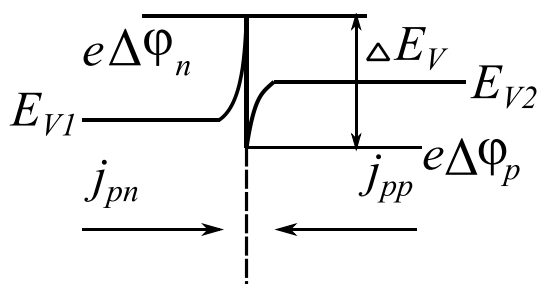


Рис. 16. Фрагмент энергетической диаграммы гетероструктуры в области валентных зон

Рассмотрим подробнее фрагмент энергетической диаграммы гетероструктуры, представленной на рис. 14, в области валентных зон (рис. 16). В равновесии, в отсутствие внешнего смещения встречные потоки дырок компенсируют друг друга ($j_{pn}=j_{pp}$):

$$j_{pn} = A_n \exp\left\{-\frac{\Delta E_V - e\Delta\varphi_n}{kT}\right\}, \quad (18)$$

$$j_{pp} = A_p \exp\left\{-\frac{e\Delta\varphi_p}{kT}\right\}. \quad (19)$$

Ток под действием внешнего смещения U будет равен сумме токов, определенных выражениями (18) и (19), где ток j_{pn} необходимо взять с обратным знаком.

$$j = A_n \exp \left\{ -\frac{\Delta E_V - e(\Delta\phi_n - U_n)}{kT} \right\} + A_p \exp \left\{ -\frac{e(\Delta\phi_p - U_p)}{kT} \right\},$$

где $U_n + U_p = U$ – падения напряжения на n - и p -областях перехода, соответственно. С учетом равенства (18) и (19) получим

$$j = A_p \exp \left\{ -\frac{e\Delta\phi_p}{kT} \right\} \left[\exp \left\{ \frac{eU_p}{kT} \right\} - \exp \left\{ -\frac{eU_n}{kT} \right\} \right], \quad (20)$$

анализируя выражение (20), приходим к обобщенному виду ВАХ гетероперехода

$$j = j_s \left(\exp \left\{ \frac{eU}{kT} \right\} - 1 \right).$$

Экспоненциальная зависимость вольт-амперной характеристики гетероперехода характерна для любого типа перехода, различие в особенностях ВАХ заключается в разных модификациях значений тока насыщения j_s .

Для различных типов гетеропереходов экспоненциальная зависимость тока от напряжения в виде (20) сохраняется, тогда как выражение для тока j_s модифицируется.

Еще одна важная особенность энергетической структуры гетероперехода состоит в том, что области разрыва может образовываться потенциальная яма для электронов или дырок. В этой области при определенных условиях может реализоваться неравновесная концентрация носителей тока, рекомбинация которых позволяет получить когерентное излучение, то есть реализовать полупроводниковый лазер.

Контакт металл - полупроводник

В области контакта металла с полупроводником (*контакт металл-полупроводник*) в зависимости от типа проводимости полупроводника и соотношения термодинамических работ выхода из металла и полупроводника могут быть реализованы различные энергетические состояния в пограничном слое. По общему правилу поток электронов будет направлен в сторону материала с большей работой выхода, следовательно в приконтактном слое полупроводника может происходить как обеднение, так и обогащение основными носителями.

С точки зрения электрической проводимости обедненный слой обладает повышенным сопротивлением, которое, как мы видели ранее, может изменяться под воздействием внешнего напряжения. Следовательно, такой контакт должен демонстрировать нелинейную характеристику и обладать выпрямляющими свойствами. Перенос зарядов

в этих контактах осуществляется основными носителями. В контактах такого типа отсутствуют явления инжекции, накопления и рассасывания зарядов, такие контакты малоинерционны.

Сопротивление обогащенного слоя сохраняется малым при любой полярности внешнего напряжения. Такой контакт имеет практически линейную характеристику и является невыпрямляющим.

Контакт металл – полупроводник *n*-типа

Для контакта металла и полупроводника *n*-типа обедненный слой в области полупроводника реализуется в случае, когда термодинамическая работа выхода из металла $e\phi_{TM}$ превышает аналогичную величину ($e\phi_{TS}$) для полупроводника (рис. 17).

В этом случае полупроводник, вследствие утечки электронов в металл, заряжается положительно, тогда, как в металле приконтактная область приобретает отрицательный заряд. Электрическое поле в области контакта направлено от полупроводника в металл, в результате формируется потенциальный барьер из металла в полупроводник. Высота барьера:

$$e\phi_{бар} = e\phi_{TM} - e\chi_S.$$

Со стороны полупроводника также образуется потенциальный барьер, но высота этого барьера меньше и полностью определяется контактной разностью потенциалов:

$$e\Delta\phi_0 = e\phi_{TM} - e\phi_{TS}.$$

Такой контакт обладает односторонней проводимостью. Переходный слой, в котором формируется электрическое поле, сосредоточен практически полностью в полупроводнике, поскольку концентрация носителей заряда в металле значительно больше концентрации носителей заряда в полупроводнике, и обогащение электронами в металле происходит в тонком, практически моноатомном, слое.

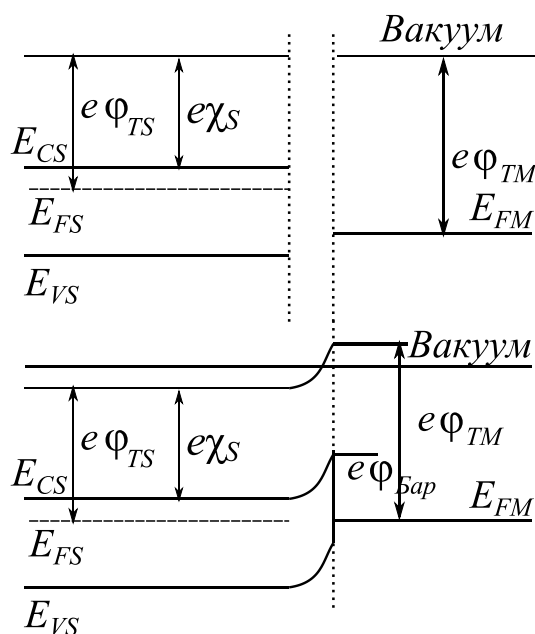


Рис. 17. Формирование потенциального барьера в контакте металл-полупроводник *n*-типа при $e\phi_{TM}$ превышающей $e\phi_{TS}$

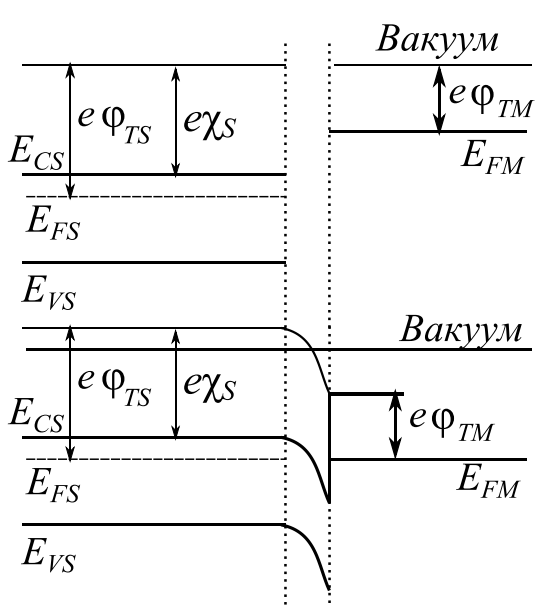


Рис. 18. Формирование потенциального барьера в контакте металл-полупроводник *n*-типа при $e\varphi_{TS}$ превышающей $e\varphi_{TM}$

Если термодинамическая работа выхода из металла $e\varphi_{TM}$ меньше работы выхода $e\varphi_{TS}$ для полупроводника, поток электронов в области контакта будет направлен в сторону полупроводника. В полупроводнике формируется слой, обогащенный основными носителями, поэтому сопротивление слоя будет меньше, чем сопротивление остального объема полупроводника.

На энергетической диаграмме это выразится в изгибе зон полупроводника вниз (рис. 18). Электрическое поле контакта направлено от металла в полупроводник и не будет препятствовать протеканию тока. Такой контакт не обладает односторонней проводимостью. Вольт-амперная характеристика

подобного контакта с большой степенью соответствия будет линейной, как у обычного резистора. Подобные типы контактов металл – полупроводник носят название омических контактов и используются для формирования выводов от полупроводниковых структур.

Контакт металл – полупроводник *p*-типа

На контакте металл – полупроводник *p*-типа также можно получить эффекты обеднения, или обогащения приконтактного слоя полупроводника. Обедненный основными носителями слой формируется на контакте металл – полупроводник *p*-типа, если термодинамическая работа выхода из металла $e\varphi_{TM}$ будет меньше, чем работа выхода $e\varphi_{TS}$ для полупроводника. Энергетическая диаграмма такого контакта представлена на рис. 19. Возникающая при контакте встречная диффузия носителей заряда и их перераспределение вблизи контакта создает со стороны металла потенциальный барьер для электронов:

$$e\varphi_{бар} = e\Delta\varphi_0 + e\varphi_{TM} - e\chi_S,$$

контакт обладает односторонней проводимостью.

Потенциальный барьер для основных носителей (дырок) со стороны полупроводника по-прежнему определяется контактной разностью потенциалов:

$$e\Delta\phi_0 = e\phi_{TS} - e\phi_{TM}.$$

Контакт металл – полупроводник p -типа, не обладающий вентильными свойствами, формируется, когда термодинамическая работа выхода из металла $e\phi_{TM}$ превышает работу выхода $e\phi_{TS}$ для полупроводника.

Энергетическая диаграмма, представленная на рис. 20, демонстрирует изгиб энергетических зон полупроводника вверх. В полупроводнике формируется слой, обогащенный основными носителями, сопротивление этого слоя мало, контакт вентильными свойствами не обладает.

Таким образом, пространственный заряд формируется при контакте металла с полупроводником любого типа электропроводности. Пространственный заряд в полупроводнике может быть двух типов – обедненный слой, который формируется ионизированными атомами примеси (донорами и акцепторами) и обогащенный слой, который формируется основными носителями полупроводника (электронами и дырками). Наличие обедненного слоя (иногда его называют инверсным) сообщает контакту металл – полупроводник вентильные свойства, так как внешнее поле в этом случае меняет высоту потенциального барьера на контакте, изменяя тем самым условия протекания тока через контакт. Обогащенный слой имеет малое сопротивление, в сравнении с остальным объемом полупроводника, поэтому оказывает малое влияние на условия протекания тока через контакт.

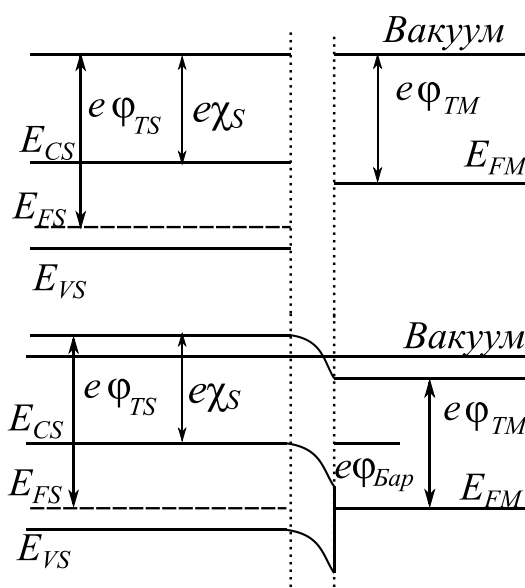


Рис. 19. Формирование потенциального барьера в контакте металл-полупроводник p -типа при $e\phi_{TS}$ превышающей $e\phi_{TM}$

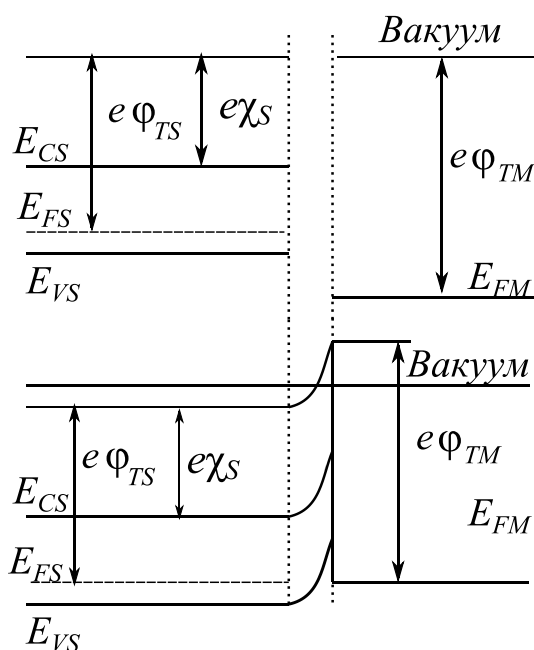


Рис. 20. Формирование потенциального барьера в контакте металл-полупроводник p -типа при $e\phi_{TM}$ превышающей $e\phi_{TS}$

Барьер Шоттки

Контакт металл – полупроводник, в котором формируется обедненный слой, называют переходом Шоттки. Область перехода Шоттки практически сосредоточена в полупроводнике, так как концентрация носителей заряда в металле значительно больше концентрации носителей заряда в полупроводнике. Следовательно, контактная разность потенциалов металл – полупроводник:

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{TS} - \varphi_{TM}$$

будет приложена практически полностью к обедненному слою полупроводникового материала.

Потенциальный барьер, например, для электронов из металла в случае контакта металл - полупроводник n-типа:

$$e\varphi_{бар} = e\varphi_{TM} - e\chi_S,$$

называют барьером Шоттки. С учетом того, что ток через переход Шоттки определяется основными носителями, следует ожидать малой инерционности процессов, протекающих в переходе Шоттки, что позволило разработать ряд быстродействующих приборов для современной твердотельной электроники



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

КАФЕДРА ЭЛЕКТРОНИКИ

Заведующий кафедрой: д.т.н., проф. Г.Н. Лукьянов

Кафедра Электроники (первоначальное название «Радиотехники») была основана в 1945 г. Первым руководителем кафедры был С.И. Зилитинкевич - известный в стране и за рубежом ученый в области физической электроники и радиотехники, активный работник высшей школы, заслуженный деятель науки и техники РСФСР, доктор технических наук, профессор ЛИТМО с 1938 г., инициатор создания в ЛИТМО инженерно-физического и радиотехнического факультетов (1946 г.). С.И. Зилитинкевич заведовал кафедрой с 1945 до 1978 года. Под его научным руководством аспирантами и соискателями выполнено более 50 кандидатских диссертаций, многие его ученики стали докторами наук.

В дальнейшем, с 1978 по 1985 гг. кафедру возглавил к.т.н., доцент Е.К. Алахов, один из учеников С.И. Зилитинкевича.

С 1985 по 2006 гг. руководителем кафедры стал д.т.н., профессор В.В. Тогатов, известный специалист в области силовой электроники и приборов для измерения параметров полупроводниковых структур.

Начиная с 2006 г. кафедрой заведует д.т.н., профессор Г.Н. Лукьянов, под руководством и при участии которого кардинально обновилось лабораторное оборудование в рамках инновационной программы развития.

На сегодняшний день кафедра активно занимается следующими направлениями научной деятельности:

- Сенсорика в различных областях науки и техники (сенсорика в медицине, сенсорика в авиации, сенсорика в энергосбережении, сенсорика для предупреждения катастроф);
- Электроника для лазерной техники.

Под руководством Г.Н. Лукьянова выполнены следующие научно-исследовательские работы в различных областях науки и техники:

- Самолетостроение:
 - линейный сигнализатор пожара двигателя и ВСУ;
 - датчик разгерметизации салона;
- Медицина:
 - прибор для ранней диагностики диабета (совместная работа с Федеральным центром сердца, крови и эндокринологии им. В. А. Алмазова);
 - прибор для измерения скорости пульсовой волны и центрального давления (совместная работа с Федеральным центром сердца, крови и эндокринологии им. В. А. Алмазова);
- Теплоэнергетика:
 - прибор для индивидуального учета потребленного тепла на основе инновационного датчика теплового потока с применением нанокерамики (совместная работа с ООО «Инновации и девелопмент»).

На кафедре написаны и размещены в ЦДО следующие материалы для дистанционного обучения (автор Ю. В. Китаев):

- конспект лекций по дисциплине «Электроника и микропроцессорная техника»;
- свыше 600 вопросов к обучающим и аттестующим тестам;
- 18 дистанционных лабораторных и практических работ.

На кафедре имеются следующие компьютеризированные учебные лаборатории:

- АРМС – полупроводниковые приборы;
- Устройства на полупроводниковых приборах;
- Цифровая техника;
- Микропроцессорная техника;
- Моделирование электронных устройств.

Александр Иванович Мамыкин
Анна Александровна Рассадина

Контактные явления в полупроводниках

**Учебно-методическое пособие по курсу «Физические основы
электроники» (часть 2)**

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского национального
исследовательского университета
информационных технологий, механики
и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

