

**Н. А. Поклонский**  
**Н. И. Горбачук**  
**Н. М. Лапчук**

**ФИЗИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО  
КОНТАКТА  
МЕТАЛЛ/ПОЛУПРОВОДНИК**

МИНСК  
БГУ  
2003

УДК 537.311.322 (075.8)

ББК 22.379я73

П 48

Рецензенты:

кандидат физико-математических наук, доцент

***Литвинов В. В.***;

кандидат физико-математических наук

***Явид В. Ю.***

Рекомендовано Ученым советом физического факультета

26 февраля 2003 г., протокол № 6

П 48      **Поклонский Н. А., Горбачук Н. И., Лапчук Н. М.**

Физика электрического контакта металл/полупроводник:  
Учеб. пособие по спецпрактикуму “Физика полупроводни-  
ковых приборов”. — Мн.: БГУ, 2003. — 52 с.

ISBN 985-485-069-2

В учебном пособии рассмотрены электронные состояния и процессы на границе раздела металл/полупроводник (барьера Шоттки). Изложен метод вольт-фарадных характеристик. Приведены элементы технологии изготовления диодов Шоттки. Пособие предназначено для студентов физических, химических и технических факультетов университетов и других вузов.

УДК 537.311.322 (075.8)

ББК 22.379я73

© Поклонский Н.А., Горбачук Н.И.,  
Лапчук Н.М., 2003

ISBN 985-485-069-2

© БГУ, 2003

## СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	4
1. ВВЕДЕНИЕ .....	5
2. КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ МЕТАЛЛОВ .....	5
3. КОНТАКТЫ МЕТАЛЛ/ПОЛУПРОВОДНИК .....	8
4. БАРЬЕР ШОТТКИ .....	11
5. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИОДА ШОТТКИ .....	15
6. ВОЛЬТ-ФАРАДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА БАРЬЕРА ШОТТКИ .....	20
7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И АЛГОРИТМ ВЫПОЛНЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ .....	26
8. ЗАДАНИЕ И ОТЧЕТ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ .....	30
9. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ .....	31
10. СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ .....	31
ПАСПОРТ ЭКСПЕРИМЕНТА .....	33
ПРИЛОЖЕНИЕ А. ЭЛЕМЕНТЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ .....	34
ПРИЛОЖЕНИЕ Б. ФОРМУЛА МОТТА – ШОТТКИ: ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛУПРОВОДНИКА (РЕЖИМ ЭФФЕКТА ПОЛЯ) .....	40
ПРИЛОЖЕНИЕ В. КРЕМНИЕВЫЙ <i>pn</i> -ПЕРЕХОД С ПЛАВНО-РЕЗКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПРИМЕСЕЙ .....	45
ПРИЛОЖЕНИЕ Г. ПОВЕРХНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА .....	48
ПРИЛОЖЕНИЕ Д. КВАЗИУРОВЕНЬ ФЕРМИ .....	50

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Уровень профессиональной подготовки студентов определяется их способностью применять на практике всю совокупность знаний, полученных за время занятий. Для закрепления теоретических понятий и выработки навыков эксперимента служит лабораторный практикум. Весь процесс обучения студентов на кафедре физики полупроводников и наноэлектроники БГУ нацеливает их, прежде всего, на работу в исследовательских структурах институтов и предприятий. В связи с этим спецпрактикум является важным элементом формирования классных специалистов.

Учебное пособие посвящено физике электрического контакта металл/кристаллический полупроводник. Оно содержит элементарное теоретическое рассмотрение электронных состояний и процессов на границе раздела металл/полупроводник. В качестве объектов исследования служат диоды Шоттки на основе контактов  $Mo/n-Si$  и  $Pd/n-Si$ . Пособие содержит их схематическое изображение и описание основных этапов технологии изготовления. Диоды Шоттки представляют интерес как элементы интегральных микросхем и перспективные дискретные полупроводниковые приборы.

В пособии разъяснены и проиллюстрированы принципы измерения электрической емкости и определения параметров кристаллического полупроводникового материала на основе анализа вольт-фарадных характеристик диодов Шоттки при обратном электрическом смещении.

Авторы приняли во внимание интересы студентов различных уровней подготовки. С этой целью ряд вопросов вынесен в приложения. Приведен список рекомендуемой литературы.

*Н.А. Поклонский*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Диод Шоттки — это полупроводниковый прибор, свойства которого обусловлены выпрямляющим электрический ток переходом (контактом) металл/полупроводник.

По сравнению с *pn*-переходом, сформированном в полупроводниковом материале, контакт металл/полупроводник обладает (при прочих равных условиях) следующими характерными особенностями:

1) отсутствует инжекция и накопление неосновных носителей заряда в базовой области (в полупроводнике);

2) меньше величина прямого падения напряжения;

3) теплоотвод от выпрямляющего ток контакта металл/полупроводник лучше, чем у *pn*-перехода (при нормальных условиях теплопроводность поликристаллических Al, Pd и Mo больше теплопроводности кристаллического кремния);

4) выпрямляющие свойства сохраняются при больших частотах и плотностях электрического тока.

*Цель лабораторной работы — изучить физику контакта металл/полупроводник, освоить метод вольт-фарадных характеристик и определить основные параметры диодов Шоттки.*

## 2. КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ МЕТАЛЛОВ

Энергетическая диаграмма (зависимость одноэлектронной энергии  $E$  от координаты  $x$ ) разделенных вакуумом двух металлов при температуре  $T \rightarrow 0$  приведена на рис. 1а. До соприкосновения оба металла не заряжены, электрического поля между ними нет. Если энергия покоящегося электрона в вакууме (уровень вакуума) —  $E_0$ , а  $E_{c1}$  и  $E_{c2}$  — энергии дна зоны проводимости, то  $\chi_1 = E_0 - E_{c1}$  и  $\chi_2 = E_0 - E_{c1}$  — электронное сродство (глубина потенциальных ям) для первого и второго металла соответственно. Уровни Ферми  $E_F$  в каждом из металлов:  $E_{F1} = \zeta_1$  и  $E_{F2} = \zeta_2$ . Термоэлектронные работы выхода в обоих металлах:  $W_1 = \chi_1 - E_{F1}$ ,  $W_2 = \chi_2 - E_{F2}$ . В проводниках электричества при конечной темпе-

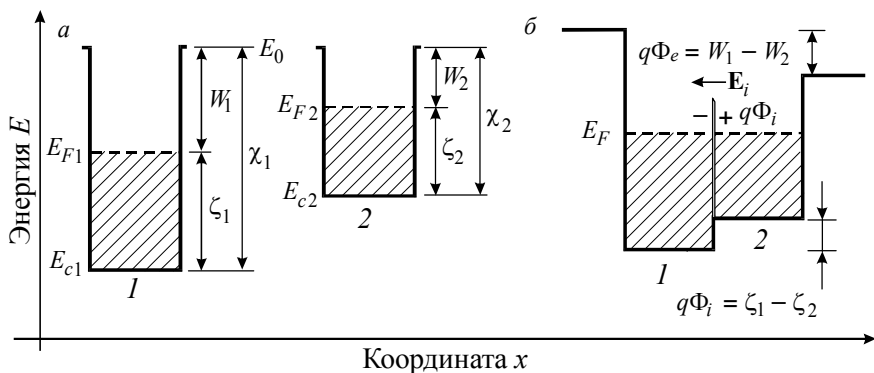


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма: а — двух не контактирующих металлов; б — двух металлов в электрическом контакте после установления термодинамического равновесия

ратуре в  $s$ -зоне всегда имеются электроны, которые могут покинуть металл (и вернуться в металл); чем меньше работа выхода  $W$  и выше температура, тем больше число таких электронов.

При электрическом контакте металлов (рис. 1б) потенциальный барьер для электронов, обусловленный вакуумным промежутком, исчезает и электроны вследствие теплового движения могут переходить из одного металла в другой. Если  $W_1 > W_2$ , то при контакте из проводника 2 в проводник 1 переходит больше электронов, чем в обратном направлении, и проводник 2 заряжается положительно, а 1 — отрицательно. Поэтому в приграничном слое проводников (и во внешнем пространстве между ними) появляется электрическое поле. Через некоторое время после установления контакта металлов наступает равновесие, возникает электрическое поле  $E_j$ , которое уравнивает диффузионные потоки электронов. При этом потенциальная энергия электронов в металле 1 повышается, а в металле 2 понижается. Когда уровни Ферми выравниваются, то края потенциальных ям уже не находятся на одинаковом уровне. Внешняя контактная разность потенциалов  $\Phi_e = (W_1 - W_2)/q$ , где  $q$  — модуль заряда электрона. Потенциальная энергия электронов внутри металла при переходе через область

контакта также испытывает скачок  $q\Phi_i = \zeta_1 - \zeta_2$ , где  $\Phi_i$  — внутренняя контактная разность потенциалов (потенциальный барьер);  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  — химический потенциал металлов 1 и 2 соответственно.

Внешнюю контактную разность потенциалов  $\Phi_e$  можно определять методом Кельвина (метод колеблющегося электрода). На рис. 2 схематически представлен принцип измерения контактной разности потенциалов между двумя *различными* металлическими пластинами в вакууме. После их соединения уровни Ферми выравниваются потоком электронов с пластины 2 на пластину 1; пластины заряжаются. Если к пластинам дополнительно не приложено напряжение, то разность потенциалов между ними равна внешней контактной разности потенциалов  $\Phi_e$ . Одну из пластин приводят в колебательное движение так, что расстояние  $d$  между пластинами периодически изменяется (см. рис. 2). При изменении  $d$  контактная разность потенциалов  $\Phi_e$  остается постоянной. Поэтому, согласно соотношению  $\Phi_e = Q/C$ , где  $C = \varepsilon_0 S/d$  — емкость плоского конденсатора,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $Q$  — заряд на пластине площадью  $S$ , в цепи должен возбуждаться переменный во времени ток, вызванный изменением  $Q$ . При этом на резисторе  $R_c$  появляется зависящая от времени разность потенциалов. Подавая через переменный резистор  $R_v$  на пластины внешнюю разность потенциалов, равную контактной, но обратную ей по знаку, ток в цепи (разность потенциалов на  $R_c$ ) можно свести к нулю. Измерение подаваемой разности потенциалов производится вольтметром.

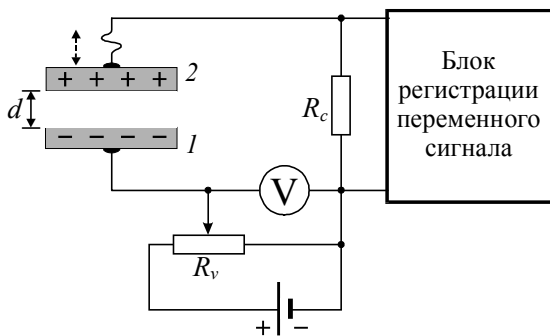


Рис. 2. Определение внешней контактной разности потенциалов между пластинами 1 и 2

Замечание 1. *Эффект Пельтье — выделение или поглощение теплоты при протекании электронов (дырок) через контакт двух различных материалов, подключенных к внешнему источнику тока. Количество теплоты Пельтье пропорционально плотности электрического тока. Эффект обусловлен тем, что электроны переносят не только заряд, но еще и свою энергию. Энергия электронов в металлах 1 и 2 отличается на величину, пропорциональную контактной разности потенциалов. Поэтому даже при одинаковой температуре проводников при возбуждении тока через контакт происходит перенос энергии. Если электроны под действием внешнего источника тока перемещаются против внутреннего электрического поля (на рис. 1 из металла 1 в металл 2), то тепло поглощается. При движении электронов по внутреннему электрическому полю (на рис. 1 из металла 2 в металл 1) тепло выделяется.*

### 3. КОНТАКТЫ МЕТАЛЛ/ПОЛУПРОВОДНИК

Если контакт металла и полупроводника идеален (т.е. какие-либо промежуточные слои и поверхностные состояния отсутствуют), то происходит диффузия электронов из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода. В зависимости от соотношения работ выхода и типа электропроводности полупроводника возможны четыре типичных ситуации при контакте металла и полупроводника (рис. 3). Если работа выхода  $W_m$  электрона из металла больше работы выхода  $W_s$  из полупроводника, то электроны с большей вероятностью будут переходить из полупроводника в металл. Это приводит к образованию обедненного электронами (или же инверсного, если  $W_m \gg W_s$ ) приконтактного слоя в полупроводнике  $n$ -типа проводимости (рис. 3а). В полупроводнике  $p$ -типа проводимости образуется обогащенный дырками слой (рис. 3в). Если же соотношение работ выхода противоположное, то электроны переходят из металла в полупроводник. В результате в полупроводнике  $n$ -типа электропроводности образуется обогащенный электронами слой (рис. 3б), а в полупроводнике  $p$ -типа — обедненный дырками слой (рис. 3г).



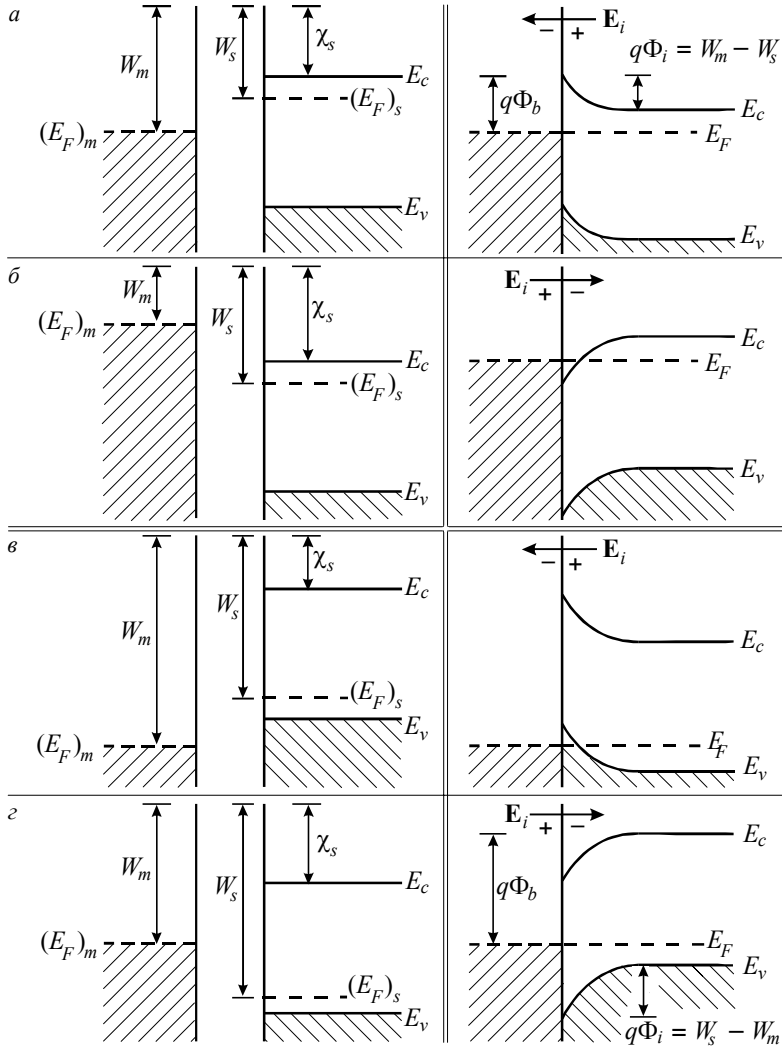


Рис. 3. Зонная диаграмма металла и полупроводника (слева — до электрического контакта, справа — после контакта и установления равновесия): а, б — для полупроводника *n*-типа электропроводности; в, з — для полупроводника *p*-типа; а, в — при  $W_m > W_s$ ; б, з — при  $W_m < W_s$ . Величина барьера для электронов металла:  $q\Phi_b = q\Phi_i + W_s - \chi_s = W_m - \chi_s$ ;  $q\Phi_i = |W_m - W_s|$  — высота энергетического потенциального барьера для основных носителей заряда полупроводника (изгиб зон)

Таким образом, пространственный заряд формируется при контакте металла с полупроводником любого типа электропроводности вне зависимости от соотношения работ выхода. Однако в обедненных слоях пространственный заряд состоит из ионизированных атомов примеси (доноров или же акцепторов), и сами слои из-за обеднения основными носителями заряда обладают большим по сравнению с остальным объемом полупроводника электрическим сопротивлением. При наличии обедненного (или инверсного) слоя контакт металл/полупроводник в общем случае обладает выпрямляющими свойствами (рис. 3а, з), так как внешнее напряжение, падая в основном на высокоомном переходе, будет изменять высоту потенциального барьера, изменяя тем самым условия прохождения носителей заряда через контакт.

Приконтактный слой, обогащенный основными носителями заряда, имеет малое сопротивление (по сравнению с остальным объемом полупроводника) и не обладает свойством выпрямлять переменный электрический ток (рис. 3б, в). Если ток и разность потенциалов от внешнего источника на контакте подчиняются закону Ома, то он называется омическим. Омические контакты в различных полупроводниковых приборах встречаются так же часто, как и выпрямляющие.

На рис. 4 показаны вольт-амперные характеристики (ВАХ) контактов. Контакт (рис. 4а) обладает выпрямляющими свойствами (ВАХ несимметрична и нелинейна). ВАХ на рис. 4б симметрич-

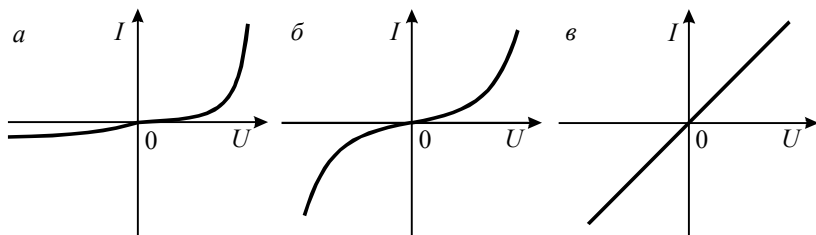


Рис. 4. Идеализированные зависимости тока  $I$  от разности потенциалов  $U$  на различных типах контактов (вольт-амперные характеристики).

Пояснения в тексте

на, следовательно, контакт не обладает выпрямляющими свойствами, однако его сопротивление зависит от приложенного напряжения (ВАХ нелинейна). Поэтому использование для электрического соединения полупроводниковых приборов контактов, ВАХ которых изображены на рис. 4а, б, нецелесообразно, так как они могут оказывать нежелательное воздействие на режим работы приборов. ВАХ омического контакта показана на рис. 4в.

Создание обогащенного основными носителями заряда поверхностного слоя в полупроводнике (рис. 3б, в) есть один из способов получения омических контактов. Альтернативой ему является использование для электрических контактов слоев сильнолегированных полупроводников (подлегирование контакта). В этом случае толщина образующегося слоя объемного заряда мала и будет иметь место туннельный перенос электронов из металла в полупроводник через энергетический барьер.

#### 4. БАРЬЕР ШОТТКИ

Рассмотрим физическую модель контакта металла и однородно легированного полупроводника  $n$ -типа, поверхности которых не содержат никаких посторонних фаз или поверхностных электронных состояний.

Пусть работа выхода полупроводника  $W_s$  меньше работы выхода металла  $W_m$  (рис. 3а). Сразу после соприкосновения поток электронов из полупроводника превышает поток электронов из металла. В результате металл в области контакта приобретает отрицательный заряд, а полупроводник — положительный. Возникшее между контактирующими образцами электрическое поле будет препятствовать переходу электронов из полупроводника в металл. Процесс обмена зарядами между металлом и полупроводником будет происходить до тех пор, пока уровни Ферми в системе не выровняются (см. рис. 3, 5) и установится равновесие, характеризующееся равенством токов термоэлектронной эмиссии. В результате у поверхности полупроводника энергетические зоны из-

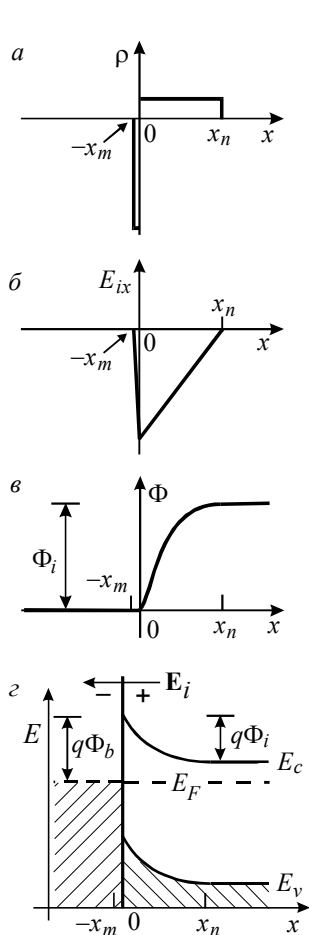


Рис. 5. Пространственные распределения поперек барьера Шоттки: а — плотности заряда  $\rho$ ; б — проекции напряженности электрического поля  $E_{ix}$ ; в — потенциала  $\Phi$ . Энергетическая зонная диаграмма в равновесии (г)

гибаются вверх. В предельном случае “тесного” контакта разность потенциалов равна величине изгиба энергетических зон:

$$q\Phi_i = W_m - W_s. \quad (1)$$

Определим глубину проникновения  $x_n$  электрического поля в полупроводник. В целом система электронейтральна. Отрицательный заряд в металле равен положительному заряду в полупроводнике. В полупроводнике  $n$ -типа положительный заряд (рис. 5а) обусловлен ионами доноров, которые не скомпенсированы отрицательно заряженными электронами.

При рассмотрении структуры металл/полупроводник, в том числе и при внешнем смещении, считаем (приближение обеднения): 1) концентрация свободных дырок мала во всем объеме полупроводника; 2) на всем участке проникновения электрического поля в полупроводник концентрация электронов  $n$  много меньше концентрации полностью ионизированных доноров  $N_d$ , а за пределами этого участка при  $x > x_n$  имеет место условие электронейтральности  $n = N_d$ . В полупроводнике, содержащем в единице объема  $N_d$  водородоподобных доноров и  $N_a$  водородоподобных акцепторов, концентрация электронов проводимости  $n = N_d - N_a = (1 - K)N_d$ , где  $K = N_a/N_d$  — степень компенсации доноров акцепторами. Обычно в электронике используются материалы с  $K \ll 1$ , и тогда  $n = N_d$ . Толщина слоя объемного заряда

определяется концентрацией электронов: в металле  $x_m \approx 10$  нм, в кремнии  $n$ -типа  $x_n \approx 1$  мкм (при  $n \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $T \approx 300$  К). Поэтому можно считать, что контактная разность потенциалов  $\Phi_i$  практически полностью приходится на примыкающую к металлу область полупроводника (рис. 5). Плотность объемного заряда  $\rho$  в приконтактном слое полупроводника для  $0 \leq x \leq x_n$  есть

$$\rho = qN_d > 0. \quad (2)$$

В области объемного заряда (при  $0 \leq x \leq x_n$ ) уравнение Пуассона для  $\Phi(x)$  с учетом (2) в направлении оси  $x$  запишется в виде

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{-\rho(x)}{\varepsilon} = \frac{-qN_d}{\varepsilon}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость нелегированного полупроводника,  $\varepsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0 = 8.85$  пФ/м — электрическая постоянная,  $N_d$  — концентрация нескомпенсированных ионизированных доноров.

Общим решением уравнения (3) является:

$$\Phi(x) = \frac{-qN_d}{2\varepsilon} (x_n - x)^2 - k_1(x_n - x) + k_2, \quad (4)$$

$$E_{ix} = \frac{-d\Phi(x)}{dx} = \frac{qN_d}{\varepsilon} (x_n - x) + k_1, \quad (5)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — постоянные интегрирования.

Из-за экранирования электрическое поле  $E_{ix}$  проникает в полупроводник только на характерную глубину  $x_n$ , а поэтому уравнения (4) и (5) дополняются граничными условиями:

$$\Phi(x_n) = \Phi_i, \quad \left. \frac{-d\Phi}{dx} \right|_{x=x_n} = E_{ix}|_{x=x_n} = 0. \quad (6)$$

Из (4) и (5) с учетом граничных условий (6) получаем:

$$\left. \begin{aligned} \Phi(x_n) &= k_2 = \Phi_i, \\ \left. \frac{d\Phi}{dx} \right|_{x=x_n} &= k_1 = 0 \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Тогда согласно (4), (5) с учетом (7) следует, что в приконтактной области полупроводника  $n$ -типа электрическое поле  $E(x)$  и потенциал  $\Phi(x)$  в зависимости от координаты  $x$  изменяются как

$$\Phi(x) = \Phi_i - \frac{qN_d}{2\varepsilon}(x_n - x)^2, \quad E_{ix} = \frac{-qN_d}{\varepsilon}(x_n - x). \quad (8)$$

Для определения  $x_n$  из (8) используем граничное условие для потенциала  $\Phi(x)$  в точке  $x = x_n$  (см. рис. 1 и 5). В этом случае

$$\Phi(x_n) = -\Phi_i = \frac{W_s - W_m}{q} = \frac{-qN_d x_n^2}{2\varepsilon}. \quad (9)$$

Из (9) находим эффективную характерную глубину проникновения электрического контактного поля в полупроводник (толщину слоя обеднения электронами проводимости приконтактной области):

$$x_n = \sqrt{2\varepsilon\Phi_i/qN_d} = \sqrt{2\varepsilon(W_m - W_s)/q^2N_d}. \quad (10)$$

Из формулы (10) следует, что, чем меньше концентрация доноров в полупроводнике  $N_d$  и чем больше разность работ выхода электронов из металла и полупроводника ( $W_m - W_s$ ), тем больше глубина  $x_n$  проникновения в полупроводник электрического поля контакта.

С учетом длины экранирования электростатического поля по Дебаю – Хюккелю  $l_{DH} = \sqrt{\varepsilon k_B T / q^2 n}$ , где  $k_B T$  — тепловая энергия. Из (10) при  $n = N_d$  следует, что  $x_n / l_{DH} = \sqrt{2(W_m - W_s) / k_B T}$ .

*Замечание 2. В барьере Шоттки концентрация легирующей примеси в полупроводнике постоянна вдоль перпендикуляра к плоскости раздела металл/полупроводник. В случае барьера Мотта полупроводник характеризуется резким изменением уровня легирования (концентрации основной легирующей примеси) от низкого значения вблизи границы раздела с металлом до высокого значения на малом (меньше длины Дебая – Хюккеля  $l_{DH}$ ) расстоянии от поверхности. Так как длина слаболегированной области в барьере Мотта мала, то электрическое поле в ней счи-*

тается постоянным; полагают также, что поле практически не проникает в сильнолегированный полупроводник. Барьер Мотта можно получить, например, напылив металл поверх тонкого эпитаксиального слоя высокоомного полупроводника, выращенного на низкоомной подложке.

Замечание 3. В зависимости от метода изготовления различают три типа контактов металл/полупроводник: резкие (идеальные) контакты, образованные путем скалывания полупроводника в сверхвысоком вакууме и напыления металла на сколотую поверхность; контакты с тонким ( $\approx 1$  нм) слоем окисла, образованные напылением металла на химически обработанную поверхность полупроводника; контакты с плавной границей. На практике не просто реализовать условия для изготовления диодов Шоттки с резким контактом. Высота барьера для перехода электронов металла в полупроводник (по Шоттки) равна разности работы выхода металла и электронного сродства полупроводника:  $q\Phi_b = q\Phi_i + W_s - \chi_s = W_m - \chi_s$ . Однако в экспериментах высота барьера часто не зависит от работы выхода металла. Причиной этого являются поверхностные состояния полупроводника. Они экранируют внутренний объем полупроводника от металла и уменьшают изгиб  $s$ - и  $v$ -зон. Выделяют (по Бардину) два предельных случая барьеров металл/полупроводник: 1) низкая плотность поверхностных состояний, тогда энергетический барьер зависит от работы выхода металла; 2) высокая плотность состояний (достаточно примерно одного поверхностного состояния на 100 поверхностных атомов), при этом  $q\Phi_i \approx 0$ ,  $q\Phi_b = W_s - \chi_s$  и электрические характеристики контакта не зависят от работы выхода металла — так называемый предел Бардина.

## 5. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИОДА ШОТТКИ

Барьеры Шоттки #2 молибден/кремний (см. рис. 6а) формировались на подложках  $n$ -Si:As толщиной 460 мкм с удельным сопротивлением 0.003 Ом·см. На подложке эпитаксиально наращивался слой  $n$ -Si:P с удельным сопротивлением  $\rho_b = 0.9$  Ом·см и толщиной 5.5 мкм. Затем в вакууме напылялся молибден (Mo) тол-

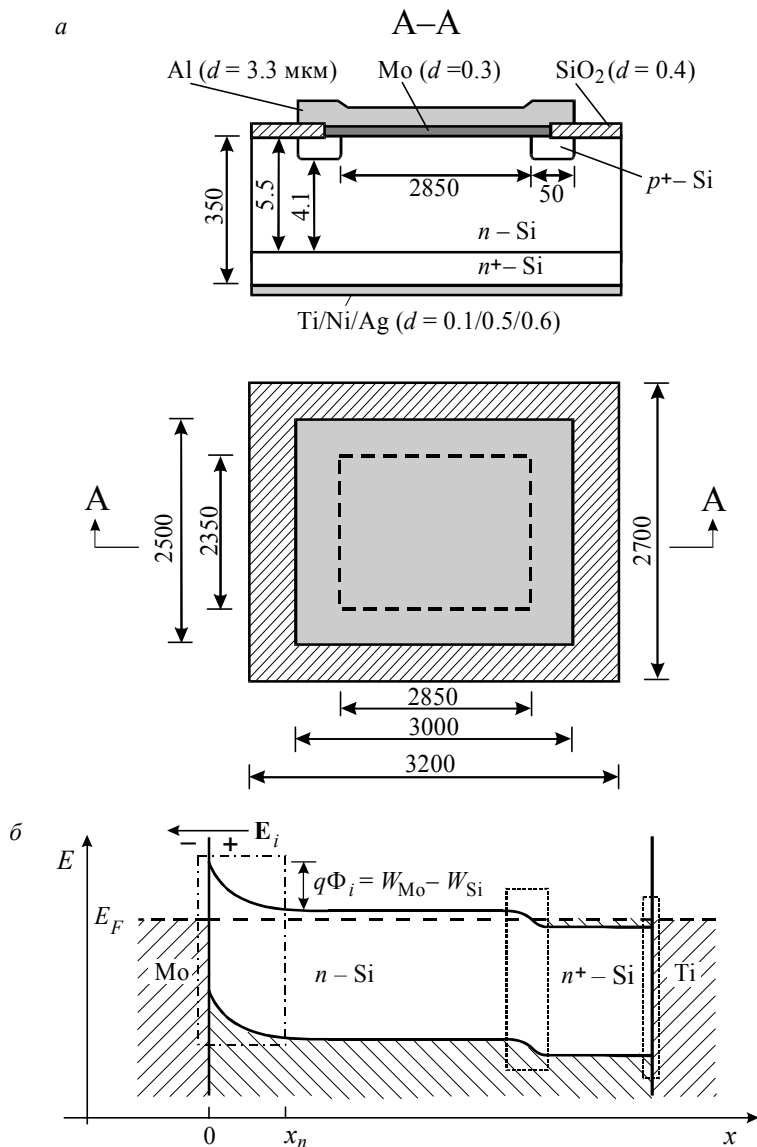


Рис. 6. Виды в плане и в разрезе (*a*) диода Шоттки #2 (размеры даны в микрометрах); зонная диаграмма диода вдоль оси  $x$ , перпендикулярной плоскости барьера молибден/кремний (*б*). Элементы структуры показаны условно. Площадь барьера Шоттки  $S \approx 6.7$  мм<sup>2</sup>



щиной 0.3 мкм. Омический контакт к молибдену осуществлялся напылением алюминия (Al) толщиной 3.3 мкм. С обратной стороны для получения омического контакта к высоколегированному  $n$ -Si напылялся металлический электрод Ti/Ni/Ag (0.1/0.5/0.6 мкм). Перед напылением металла на обратную сторону пластина утончалась механической шлифовкой до толщины 350 мкм. Затем пластина скрайбировалась на чипы.

На рис. 6б показана зонная диаграмма диода Шоттки вдоль оси  $x$ , проходящей через центр диода и перпендикулярной плоскости раздела металл/полупроводник (масштаб по оси  $x$  не соблюден). Пунктирным контуром выделены омические контакты  $n^+$ -Si/ $n$ -Si и  $n^+$ -Si/Ti, штрихпунктирным — выпрямляющий контакт Шоттки  $n$ -Si/Mo.

Контакт  $n^+$ -Si/Ti является омическим из-за большой концентрации электронов проводимости в  $n^+$ -Si, вследствие чего толщина слоя объемного заряда в полупроводнике чрезвычайно мала и электроны туннелируют сквозь барьер. Контакт  $n^+$ -Si/ $n$ -Si также омический, так как при приложении внешнего напряжения к структуре  $n^+$ -Si/ $n$ -Si практически все оно падает на высокоомном  $n$ -Si, и высота потенциального барьера не зависит от полярности и величины приложенного напряжения. При обратном напряжении смещения суммарное сопротивление последовательно соединенных омических контактов слоя сильнолегированного  $n^+$ -Si и  $n$ -Si базы диода намного меньше сопротивления выпрямляющего ток контакта  $n$ -Si/Mo.

Максимальная частота электрического тока, который может выпрямлять диод Шоттки, в основном определяется произведением барьерной емкости и сопротивления базы диода. Чтобы уменьшить сопротивление базы, диоды Шоттки изготавливают в основном на полупроводниках  $n$ -типа электропроводности (когда подвижность электронов больше подвижности дырок). Кроме того, желательно иметь большую концентрацию основных носителей

заряда. Однако чем больше концентрация примесей, тем тоньше слой объемного заряда (см. (10)). Следовательно: 1) уменьшается пробивное напряжение; 2) увеличивается барьерная емкость (ухудшаются частотные свойства диода); 3) возрастает вероятность туннелирования носителей заряда (контакт во многом теряет свои выпрямляющие свойства).

Таким образом, оптимизация параметров диода Шоттки требует выполнения двух взаимоисключающих условий: повышения и понижения уровня легирования базы. Для устранения противоречия используют двухслойную базу (см. рис. 6, 7). Тонкий эпитаксиальный слой  $n$ -Si обеспечивает нужную толщину обедненного слоя (пробивное напряжение и т.д.), а подложка  $n^+$ -Si — уменьшение общего сопротивления базы и возможность формирования “тылового” омического контакта.

Назначение омических контактов — это электрическое соединение полупроводника с металлическими токопроводящими частями полупроводникового прибора. Они должны удовлетворять условиям: 1) вольт-амперная характеристика омического контакта должна быть линейной и симметричной; 2) контакт должен иметь минимально возможное сопротивление и сохранять свои свойства в течение как можно большего промежутка времени при всех температурных и токовых режимах эксплуатации полупроводникового прибора; 3) инжекция зарядов должна отсутствовать; 4) контакт должен обладать высокой теплопроводностью; 5) коэффициенты теплового расширения контактирующих проводников должны быть близки.

Отметим, что поверхностный заряд на границе раздела  $\text{SiO}_2/n$ -Si приводит к образованию каналов с повышенной по отношению к объему полупроводника электропроводностью. Для устранения возможных утечек тока выпрямляющий контакт металл/полупроводник окружают охранным кольцом  $p^+$ -Si (см. рис. 6, 7).

Барьеры Шоттки #3 палладий/кремний (рис. 7а) формировались на кремниевой пластине  $n$ -Si:As толщиной 460 мкм с удель-

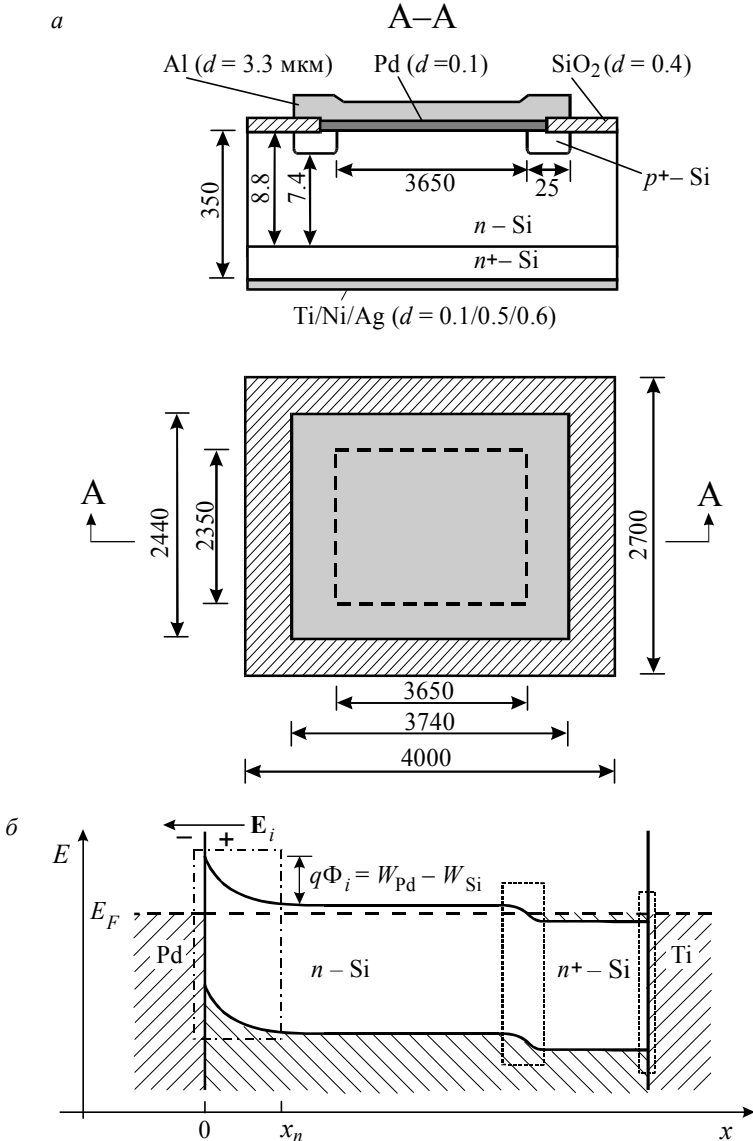


Рис. 7. Виды в плане и в разрезе (*a*) диода Шоттки #3 (размеры даны в микрометрах); зонная диаграмма диода вдоль оси  $x$ , перпендикулярной плоскости барьера палладий/кремний (*б*). Элементы структуры показаны условно. Площадь барьера Шоттки  $S \approx 8.6 \text{ мм}^2$

ным сопротивлением  $\rho = 0.003$  Ом·см. На подложке эпитаксиально наращивался слой  $n$ -Si:P с удельным сопротивлением  $\rho = 2.7$  Ом·см и толщиной 8.8 мкм. Затем в вакууме напылялся палладий (Pd) толщиной 0.3 мкм. С обратной стороны для получения омического контакта к высоколегированному  $n$ -Si напылялся металлический электрод Ti/Ni/Ag (0.1/0.5/0.6 мкм). Перед напылением металла на обратную сторону пластина утончалась до толщины 350 мкм механической шлифовкой. Затем пластина скрайбировалась на чипы.

На рис. 7б показана зонная диаграмма диода Шоттки вдоль оси  $x$ , проходящей через центр диода и перпендикулярной плоскости раздела палладий/кремний (масштаб по оси  $x$  не соблюден). Пунктирным контуром выделены омические контакты  $n^+$ -Si/ $n$ -Si и  $n^+$ -Si/Ti, штрихпунктирным — выпрямляющий контакт Шоттки  $n$ -Si/Pd.

## 6. ВОЛЬТ-ФАРАДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА БАРЬЕРА ШОТТКИ

Для практического использования контактную пару металл — полупроводник выбирают таким образом, чтобы приконтактный слой полупроводника в равновесии был обеднен основными носителями заряда (для  $n$ -типа — электронами). Поэтому электрическое сопротивление барьера Шоттки превышает сопротивление остальной толщине полупроводника. Контакт металл/полупроводник обладает свойствами конденсатора, поскольку он содержит слой полупроводника с повышенным сопротивлением толщиной  $x_n$ , заключенный между металлом и сравнительно хорошо проводящим полупроводником (см. рис. 5). Следовательно, емкость контакта металл/полупроводник, называемая барьерной емкостью, согласно (10) равна

$$C = S\varepsilon/x_n = S\sqrt{\varepsilon q N_d / 2\Phi_i}, \quad (11)$$

где  $S$  — площадь контакта;  $\varepsilon = 11.5 \varepsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость нелегированного кремния при  $T \approx 300$  К.

Напомним, что при получении формулы (11): а) не учтены дырки вблизи контакта металл/полупроводник  $n$ -типа; б) полагалось, что  $q\Phi_i = W_m - W_s$ ; в) принято, что при  $x \gg x_n$  (в толще полупроводника) соблюдается условие электронейтральности  $n = N_d$ .

В случае подачи на контакт внешнего напряжения  $U$  толщина слоя объемного заряда в полупроводнике изменяется:

$$x_n(U) = \sqrt{2\varepsilon(\Phi_i - U)/qN_d} . \quad (12)$$

Из формулы (12) видно, что при прямом внешнем электрическом смещении ( $U > 0$ ; положительный потенциал на металле) толщина слоя объемного заряда  $x_n(U)$  меньше, чем  $x_n$  при термодинамическом равновесии, а в случае обратного смещения ( $U < 0$ ; отрицательный потенциал на металле) имеем  $x_n(U) > x_n$ . Изменение толщины слоя объемного заряда  $x_n(U)$  при росте  $|U|$  схематически показано на рис. 8, где  $x_n(U_2) > x_n(U_1) > x_n(0) = x_n$ .

Для контакта металл/полупроводник без диэлектрического зазора и поверхностных электронных состояний, исходя из (11) и (12), получаем зависимость емкости контакта от внешнего напряжения:

$$C = S\sqrt{\varepsilon qN_d/2(\Phi_i - U)} . \quad (13)$$

Согласно (13) зависимость  $(S/C)^2$  от напряжения  $U$  на барьере представляется прямой линией (рис. 8):

$$\left(\frac{S}{C}\right)^2 = \frac{2}{q\varepsilon N_d}\Phi_i - \frac{2}{q\varepsilon N_d}U = A - BU , \quad (14)$$

где  $B = 2/q\varepsilon N_d$ ;  $A = 2\Phi_i/q\varepsilon N_d$ .

Далее считаем, что величина емкости измеряется с некоторой погрешностью, а напряжение на диоде Шоттки задается точно (режим генератора напряжения). Выполнив линейную аппроксимацию экспериментальных результатов в координатах  $(S/C)^2$  от  $U$  и определив коэффициенты  $A$  и  $B$ , можно найти концентрацию доноров

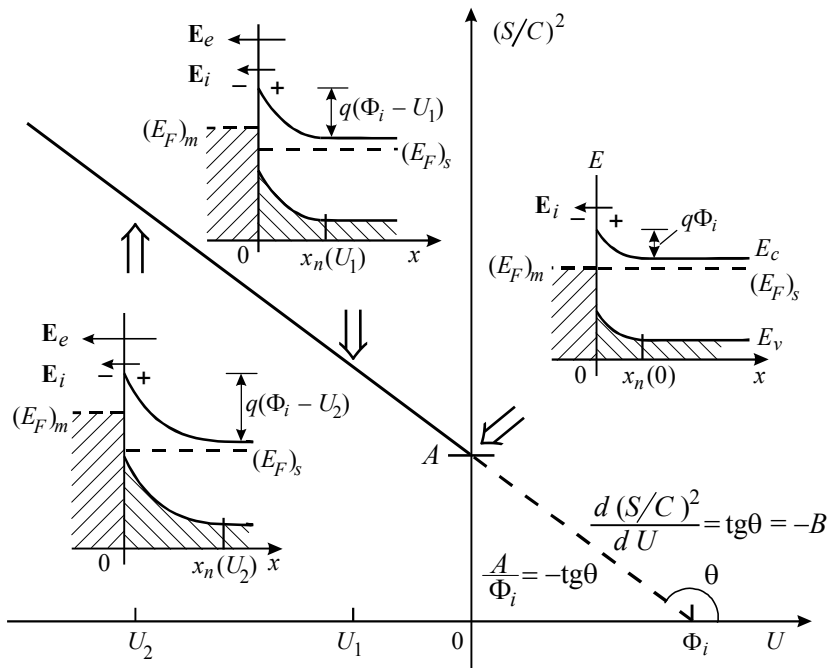


Рис. 8. Представление зависимости емкости  $C$  барьера Шоттки площадью  $S$  от разности потенциалов  $U$ , создаваемой на барьере внешним источником, в виде прямой линии:  $(S/C)^2 = A - BU$ . При обратном смещении напряженность внешнего электрического поля  $E_e$  совпадает с напряженностью внутреннего контактного поля  $E_i$ .

$N_d$  (а следовательно, и электронов) в слаболегированном полупроводнике  $n$ -Si:

$$N_d = 2/(q\epsilon B) = n, \quad (15)$$

а также контактную разность потенциалов:

$$\Phi_i = A/B. \quad (16)$$

Зная величину  $N_d \approx n$ , находим уровень Ферми для невырожденного электронного газа  $E_F = k_B T \ln(n/n_c) < 0$ , где  $n_c = 2.5 \cdot 10^{19} (m_n/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2}$  [см<sup>-3</sup>];  $m_n = 1.08m_0$  — эффективная масса плотности состояний электронов проводимости  $n$ -Si;  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К =  $8.62 \cdot 10^{-5}$  эВ/К — постоянная Больцмана.

Нахождение  $\Phi_i$  и  $N_d$  из экспериментальных данных можно выполнить методом наименьших квадратов по  $\nu$  измерениям  $C_k(U_k)$ , где  $k = \overline{1, \nu}$ . Рассматривая (14) как уравнение прямой линии, вычисляем суммы

$$y_1 = \sum_{k=1}^{\nu} U_k < 0; \quad y_2 = \sum_{k=1}^{\nu} U_k^2; \quad y_3 = \sum_{k=1}^{\nu} U_k (S/C_k)^2 < 0; \quad y_4 = \sum_{k=1}^{\nu} (S/C_k)^2$$

и находим

$$N_d = \frac{2}{q\varepsilon} \frac{(y_1^2 - \nu y_2)}{(\nu y_3 - y_1 y_4)}; \quad \Phi_i = \frac{y_1 y_3 - y_2 y_4}{y_3 \nu - y_1 y_4}. \quad (17)$$

Кроме выпрямляющего (играющего основную функциональную роль) контакта, диод Шоттки содержит еще много других элементов (базу, омические контакты, охранные кольца и т.п.). Поэтому при сопоставлении формулы (14) для емкости  $C(U)$  барьера Шоттки с экспериментально определяемой емкостью  $C_x(V)$ , где  $V$  — электрическое напряжение, подаваемое от внешнего источника на диод Шоттки, необходимо учитывать эквивалентную схему диода (рис. 9).

На рис. 9а показана эквивалентная схема обратносмещенного диода Шоттки, включающая: емкость  $C$  и сопротивление  $R$  двойного электрического слоя, сопротивление базы  $R_b$  диода, геометрическую емкость  $C_0$ , емкости  $C_1$ ,  $C_2$  омических контактов  $n$ -Si/ $n^+$ -Si и  $n^+$ -Si/Ti соответственно. Так как сопротивление омических контактов и слоя  $n^+$ -Si всегда намного меньше сопротивлений остальных элементов диода, то на рис. 9а они не приведены.

Толщины двойных электрических слоев объемных зарядов на омических контактах намного меньше толщины слоя объемного заряда выпрямляющего контакта, а значит, емкости  $C_1$  и  $C_2$  намного больше емкости  $C$ . Напротив, геометрическая емкость  $C_0 < C$ . Емкости  $C$ ,  $C_1$  и  $C_2$  соединены последовательно, а  $C_0$  и  $C$  — параллельно. Поэтому  $C_0$ ,  $C_1$  и  $C_2$  можно пренебречь по сравнению с барьерной емкостью  $C$ . Тогда эквивалентную схему диода Шоттки можно упростить (см. рис. 9б).

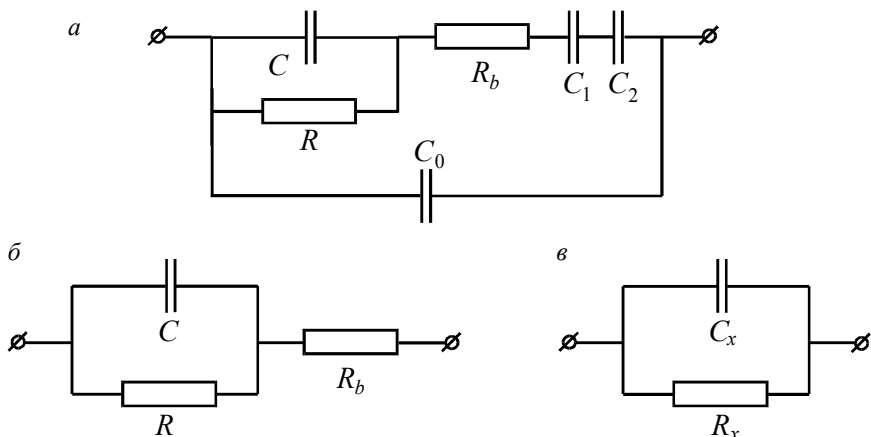


Рис. 9. Эквивалентные схемы обратносмещенного диода Шоттки: *a* — общий случай; *б* — схема без учета геометрической емкости  $C_0$  и емкостей  $C_1, C_2$  омических контактов  $n\text{-Si}/n^+\text{-Si}$  и  $n^+\text{Si}/\text{Ti}$ ; *в* — эквивалентная схема диода “на измерительном приборе”;  $C$  и  $R$  — емкость и активное сопротивление слоя объемного заряда;  $R_b$  — сопротивление базовой области

Как правило, измерительный прибор представляет полное сопротивление измеряемого объекта в виде параллельной эквивалентной схемы замещения (рис. 9в). Приравнявая модуль импеданса и тангенс угла сдвига фаз между током и напряжением на частоте  $f = \omega/2\pi$ , между эквивалентными схемами (рис. 9б, в) можно установить соответствие и перевести параллельные схемы в последовательные:

$$R_b + \frac{R}{1 + (\omega RC)^2} = \frac{R_x}{1 + (\omega R_x C_x)^2}; \quad C \cdot \frac{1 + (\omega RC)^2}{(\omega RC)^2} = C_x \cdot \frac{1 + (\omega R_x C_x)^2}{(\omega R_x C_x)^2}.$$

Исходя из этих соотношений, находим выражения для емкости  $C$  и сопротивления  $R$  диода Шоттки через сопротивление базы  $R_b$  и экспериментально измеряемые  $C_x$  и  $R_x$  в виде

$$C = \frac{C_x R_x^2}{(R_x - R_b)^2 + R_b^2 (\omega R_x C_x)^2}; \quad R = \frac{(R_x - R_b)^2 + R_b^2 (\omega R_x C_x)^2}{R_x - R_b [1 + (\omega R_x C_x)^2]}. \quad (18)$$



Из (18) видно, что для нахождения  $C$  и  $R$  по измеряемым величинам  $C_x$  и  $R_x$  необходимо знать величину сопротивления базовой области  $R_b$ . Приблизительно  $R_b = \rho_b L/S$ , где  $\rho_b$  — удельное сопротивление,  $L$  — толщина электронейтральной области базы (расстояние между границей положительного заряда и омическим контактом к  $n$ -области),  $S$  — площадь барьера Шоттки. Если  $R_b \ll R$  и  $\omega R_b C \ll 1$ , то  $C \approx C_x$ , и можно напрямую использовать формулу (14) для определения параметров диода Шоттки.

Внешнее напряжение на слое объемного заряда диода Шоттки  $U = V - IR_b$  меньше полной разности потенциалов  $V$  на величину  $IR_b$ , где  $I$  — ток через диод. Однако если  $R_b \ll R$ , то  $U \approx V$ .

Добротность  $Q$  обратносмещенного диода Шоттки по эквивалентной схеме (рис. 9) при  $R_b \ll R$  есть

$$Q = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_x} = \omega C_x R_x \approx \frac{\omega CR}{1 + \omega^2 C^2 R_b R}, \quad (19)$$

где учтено, что

$$C_x = \frac{CR^2}{(R + R_b)^2 + R_b^2 (\omega RC)^2}; \quad R_x = \frac{(R + R_b)^2 + R_b^2 (\omega RC)^2}{R + R_b [1 + (\omega RC)^2]}.$$

Замечание 4. Понятие дифференциальной емкости обратносмещенного диода Шоттки  $C = \frac{-dQ_n}{dU} = -qN_d S \frac{dx_n}{dU}$  имеет смысл только при достаточно малой амплитуде переменного напряжения, когда изменение заряда линейно связано с изменением напряжения. Напряжение можно представить в виде суммы постоянной и переменной во времени составляющих  $\tilde{U} = U + U_1 \exp(i\omega t)$  (практически это соответствует измерению  $C$  в режиме генератора напряжения). Тогда из условия  $\Delta x_n = x_n(\tilde{U}) - x_n(U) \propto U_1$  (изменение заряда линейно связано с изменением напряжения) следует  $|U_1| \ll \Phi_j - U$ , где  $\tilde{U} < 0$ .

Замечание 5. Для обратносмещенного диода Шоттки на краю области обеднения ( $x = x_n$ ) в полупроводнике  $n$ -типа электропроводности изменение заряда создается перемещением электронов проводимости, которым доступны частоты  $1/\tau_M$ , где  $\tau_M \approx \epsilon \rho_b$  — время релаксации Максвелла в полупроводниковой области с удельным сопротивлением  $\rho_b$ . При  $f \ll 1/\tau_M$  заряд будет синфазно реагировать на внешнее напряжение.

## 7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И АЛГОРИТМ ВЫПОЛНЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 10.

Технические данные измерителя иммитанса Е7–14:

<i>рабочая частота</i>	$f = 0.1; 1; 10$ кГц;
<i>диапазоны измерения:</i>	
сопротивления	$R = (10^{-4} - 10^7)$ Ом;
проводимости	$G = (10^{-10} - 10^1)$ См;
емкости	$C = (10^{-15} - 1.6 \cdot 10^{-2})$ Ф;
индуктивности	$L = (10^{-9} - 1.6 \cdot 10^4)$ Гн;
тангенса угла диэлектрических потерь	$\text{tg}\delta = 10^{-4} - 10^4$ ;
добротности	$Q = 10^{-4} - 10^4$ ;
<i>погрешность измерения</i>	0.1 %;
<i>напряжение смещения <math>V</math>:</i>	

внутреннее (0–39.9) В;

внешнее (0–120) В;

*измерительный сигнал на исследуемом объекте* (среднеквадратичное значение)  $V_1$ : низкий уровень 40 мВ; высокий уровень 2 В.

### **Алгоритм выполнения измерений**

1. Ознакомиться с техническим описанием и инструкцией по эксплуатации измерителя иммитанса Е7–14.

**ВНИМАНИЕ!** Во время выполнения измерений и калибровки **запрещается** касаться контактов “Устройства присоединительного” и соединительных проводов.

2. Провести калибровку нуля проводимости. Для этого при разомкнутых контактах “Устройства присоединительного” нажать кнопку “ $\triangleright 0 \triangleleft XX$ ”. Калибровка требует некоторого времени, в течение которого прибор выполняет контрольные измерения на всех частотах и уровнях сигнала. Признаком окончания калибровки является индикация на цифровом табло: “000.0”.

3. Выполнить калибровку нуля сопротивления. Для этого из гнезда “Устройства присоединительного” достать “Перемычку”. Закоротить “Перемычкой” контакты “Устройства присоединительного”.

Нажать кнопку “ $\triangleright 0 \triangleleft K3$ ”. Признаком окончания калибровки является индикация на цифровом табло: “000.0”.

4. Последовательным нажатием кнопки “ЧАСТОТА, kHz” выбрать частоту измерения (10 kHz). Выбранная Вами частота отмечается включением светодиода.

5. Нажатием кнопки “УРОВЕНЬ, V” выбрать нужный уровень сигнала (0.04 V). Выбранный Вами уровень сигнала отмечается включением светодиода.

6. Нажатием кнопки “ $\text{⊗}$ ” из группы “ЭКВИВ. СХЕМА” задать автоматический выбор эквивалентной схемы. Признаком включения режима автоматического выбора предела измерений является горящий светодиод на нажатой кнопке.

В случае необходимости последовательная или параллельная эквивалентные схемы выбираются вручную кнопками “ПОСЛЕД” и “ПАРАЛ” соответственно. Выбранная Вами (или автоматически прибором) эквивалентная схема отмечается включением светодиода.

7. Нажатием кнопки “ $\text{⊗}$ ” из группы “ПРЕДЕЛ ИЗМЕР” перевести прибор в режим автоматического выбора предела измерения. Признаком включения режима автоматического выбора предела измерений является горящий светодиод на нажатой кнопке.

8. Последовательным нажатием кнопки “УСРЕДНЕНИЕ” задать режим усреднения по 10 измерениям в цикле. Выбранный Вами режим усреднения отмечается включением светодиода.

Замечание 6. *Усреднение результатов измерений предназначено для повышения разрешающей способности прибора. Операции усреднения прибором выполняются автоматически; на цифровом индикаторе высвечивается конечный результат.*

9. Подключить к присоединительному устройству измерительную ячейку с исследуемым объектом.

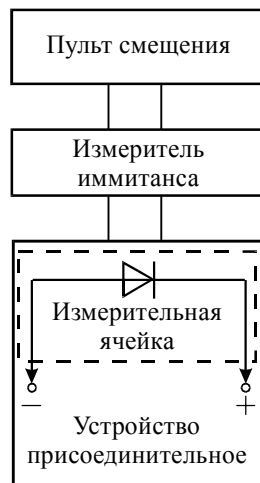


Рис. 10. Блок-схема экспериментальной установки

10. Нажатием кнопки “С” из группы “ПАРАМЕТРЫ” подгруппы “А” настроить прибор для измерения емкости.

11. Задать требуемое значение напряжения смещения.

**ВНИМАНИЕ!** Программное обеспечение прибора требует корректной работы пользователя. В случае неправильных действий возможны ситуации, при которых прибор искажает измеренную величину либо не реагирует на нажатие кнопок на передней панели. В этих случаях следует выключить прибор и через 20–30 секунд включить его с последующей калибровкой согласно пунктам 2, 3 инструкции.

Программирование напряжения смещения (разности электрических потенциалов  $V$ ) на клеммах измерительной ячейки производится следующим образом:

а) на пульте управления нажать кнопку “V” (вход в режим программирования источника смещения);

б) набрать нужные значения напряжения в вольтах (обязательно четыре разряда с запятой, отделяющей единицы от десятых долей); при наборе числа оно высвечивается на дисплее;

в) снова нажать кнопку “V”, при этом запрограммированное значение смещения поступает в память прибора и исчезает с дисплея (вывод из режима программирования напряжения смещения). Пример программирования напряжения смещения приведен в табл. 1.

*Если необходимо узнать, какое напряжение смещения запрограммировано, нужно нажать кнопку “V”, и оно высветится на дисплее прибора. При повторном нажатии кнопки “V” значение напряжения исчезает и прибор Е7–14 переходит в режим измерения.*

*Если на цифровом индикаторе появляется надпись “ЗПР-01” или “ЗПР-02” — значит, Вами допущена ошибка в программировании напряжения смещения. Необходимо вернуться в режим программирования и выполнить его в соответствии с инструкцией.*


12. Нажатием кнопки “” группы “ЗАПУСК” выполнить измерение. Записать показания прибора.

Таблица 1

Программирование напряжения смещения  $V = 1.5$  В

Нажимаемые кнопки на пульте управления	Показания дисплея
"V"	Результат предыдущего измерения Ранее запрограммированное напряжение смещения или знак « $\leftrightarrow$ » (при первичном программировании)
"0"	0
"1"	01
"."	01.
"5"	01.5
"0"	01.50
"V"	Результат предыдущего измерения

*Замечание 7. При нажатии кнопки "↻" группы "ЗАПУСК" прибор автоматически повторяет циклы измерений. Выход из режима повторяющихся циклов измерений осуществляется кнопкой "✋" группы "ЗАПУСК".*

**13.** Повторным нажатием кнопки "✋" группы "ЗАПУСК" выполнить два контрольных измерения, каждый раз записывая показания прибора. Убедиться в близости зафиксированных значений измеряемого параметра. В случае если показания прибора отличаются более чем на 5 % — выключить прибор. Через 20–30 секунд включить. Выполнить действия, описанные в пунктах 2–13 инструкции.

**14.** Занести усредненные по трем измерениям результаты в таблицу:

Напряжение смещения, В	Емкость, Ф	Электропроводность, См

**15.** Нажать кнопку " $\square$ /G" из группы "ПАРАМЕТРЫ" подгруппы "B" и записать в таблицу значения электропроводности, показанные на индикаторе.

*Замечание 8. Физические величины, измеряемые прибором E7-14, разделены на две группы:*

основные параметры — емкость (выбирается нажатием кнопки “C”), индуктивность (“L”), сопротивление (“R”);

сопутствующие параметры — тангенс угла диэлектрических потерь (“D”), добротность (“Q”), сопротивление/электропроводность (“R/G”), индуктивность/емкость (“L/C”).

Прибором E7-14 производится одновременное измерение основного и дополнительного параметров. Перед измерением необходимо нажатием соответствующих кнопок задать основной и дополнительный параметры. Смена индикации уже измеренных значений основного и дополнительного параметров диода Шоттки производится нажатием соответствующих кнопок (отмечены горящими светодиодами).

Возможность корректного измерения параметров в паре основной – дополнительный зависит от величины иммитанса и выбранной эквивалентной схемы замещения. Если при фиксированной эквивалентной схеме значения параметров исследуемого объекта выходят за пределы измерений прибора E7-14, то на цифровом индикаторе появляется сообщение “ПРГ-02”.

**16.** Последовательно задавать значение напряжения смещения (согласно пункту **11** алгоритма выполнения измерений) и выполнять измерения емкости (согласно пунктам **12–15**).

## 8. ЗАДАНИЕ И ОТЧЕТ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

**1.** Провести измерения зависимости емкости диодов Шоттки #2 и #3 от величины напряжения при обратном смещении диода (“–” — на металле, “+” — на *n*-Si).

**2.** Выполнить расчеты по формулам (14)–(17) и определить значение контактной разности потенциалов металл/полупроводник  $\Phi_b$ .

**3.** Сравнить полученное значение с данными, приведенными в справочниках для контактов Mo/*n*-Si и Pd/*n*-Si.

**4.** Определить концентрацию электронов  $n \approx N_d$  в базе диодов Шоттки.

**5.** Рассчитать уровень Ферми  $E_F$  в базе диодов Шоттки.

**6.** Определить добротность диодов Шоттки.

**7.** Заполнить паспорт эксперимента.

## 9. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем состоят отличия между кристаллическими полупроводниками и диэлектриками ?

2. Что такое примесная и собственная электропроводность полупроводников на постоянном токе?

3. Как и почему возникает контактная разность электрических потенциалов между металлами?

4. Изобразите энергетическую зонную диаграмму электрического контакта между  $p^+$ -Si и Al.

5. Если при нормальных условиях электронейтральный кристалл кремния  $n$ -типа электропроводности ( $n$ -Si) поднести к отрицательно заряженному шарикю, то какой заряд будет на ближайшей к шарикю поверхности  $n$ -Si и что его создает ?

6. Какой заряд имеет область, обедненная основными носителями заряда  $p$ -Si?

7. Запишите условие электронейтральности компенсированного  $n$ -Si, содержащего атомы фосфора и бора.

8. Можно ли встроенный электрический потенциал  $\Phi_i$  между Mo или Pd и  $n$ -Si напрямую измерить вольтметром?

**P.S.** Диод Шоттки #1 находится у бога экспериментов. Кто мало работает, тот мало и живет ...

## 10. СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

### *Зонная теория*

1. Киреев П.С. Физика полупроводников. — М.: Высш. шк., 1975. — 584 с.
2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1990. — 584 с.
3. Зеегер К. Физика полупроводников. — М.: Мир, 1977. — 616 с.

### *Физика барьерных структур*

4. Валиев К.К., Пашинцеv Ю.И., Петров Г.В. Применение контакта металл — полупроводник в электронике. — М.: Сов. радио, 1981. — 304 с.

5. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. — СПб.: Лань, 2001. — 480 с.
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2 кн. — М.: Мир, 1984. — 456 + 456 с.
7. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. — М.: Мир, 1989. — 630 с.
8. Родерик Э.Х. Контакты металл — полупроводник. — М.: Радио и связь, 1982. — 208 с.
9. Линч П., Николайдес А. Задачи по физической электронике (с решениями и комментариями). — М.: Мир, 1975. — 264 с.
10. Кэллиш И.Х. Микроминиатюрная электроника. — М.: Энергия, 1975. — 216 с.

#### ***Теория и практика физического эксперимента***

11. Кембровский Г.С. Приближенные вычисления, методы обработки результатов измерений и оценки погрешностей в физике. — Мн.: ООО “Оракул”, 1997. — 207 с.
12. Сквайрс Дж. Практическая физика. — М.: Мир, 1971. — 248 с.
13. Харт Х. Введение в измерительную технику. — М.: Мир, 1999. — 391 с.
14. Мейзда Ф. Электронные измерительные приборы и методы измерений. — М.: Мир, 1990. — 535 с.

#### ***Измерение параметров барьерных структур***

15. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. — М.: Высш. шк., 1987. — 239 с.
16. Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. — М.: Радио и связь, 1985. — 264 с.
17. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. — Киев: Выща школа, 1988. — 232 с.
18. Готра З.Ю. Технология микроэлектронных устройств: Справ. — М.: Радио и связь, 1991. — 528 с.
19. Тилл У., Лаксон Дж. Интегральные схемы: Материалы, приборы, изготовление. — М.: Мир, 1985. — 501 с.



## ПАСПОРТ ЭКСПЕРИМЕНТА

### Физика электрического контакта металл/полупроводник

Исходные данные:

Дата, время	
Температура, К	
Диэлектрическая проницаемость кремния, $\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0$	
Типы диодов Шоттки	
Площади барьеров Шоттки $S$ , см <sup>2</sup>	

Измеренные и рассчитанные величины:

Частота измерительного сигнала: $f$ , МГц	
Амплитуда сигнала: $V_1$ , мВ	
Диапазон изменения электрического напряжения на диодах: $V \approx U$ , В	
Изменение емкости диода Шоттки #2 (Mo/n-Si): $C$ , пФ	
Изменение емкости диода Шоттки #3 (Pd/n-Si): $C$ , пФ	
Изменение сопротивления диода #2 (Mo/n-Si): $R$ , кОм	
Изменение сопротивления диода #3 (Pd/n-Si): $R$ , кОм	
Добротность диода #2 (Mo/n-Si) при обратном смещении $U = 1$ В: Q	
Добротность диода #3 (Pd/n-Si) при обратном смещении $U = 1$ В: Q	
Контактная разность потенциалов Mo/n-Si: $\Phi_b$ , В	
Контактная разность потенциалов Pd/n-Si: $\Phi_b$ , В	
Средняя концентрация электронов в базе диода #2 (Mo/n-Si): $n = N_d$ , см <sup>-3</sup>	
Средняя концентрация электронов $n = N_d$ в базе диода #3 (Pd/n-Si): $n = N_d$ , см <sup>-3</sup>	
Уровень Ферми в базе диода #2 (Mo/n-Si): $E_F$ , мэВ	
Уровень Ферми в базе диода #3 (Pd/n-Si): $E_F$ , мэВ	

Студент \_\_\_\_\_

Преподаватель \_\_\_\_\_

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

### ЭЛЕМЕНТЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ

Основой для описания электронных свойств кристаллических твердых тел служит зонная теория — квантовая теория спектра энергий электронов кристалла. Спектр состоит из чередующихся зон (полос) разрешенных и запрещенных энергий для электронов. Разрешенные энергетические зоны (полосы) электронов в кристалле образованы совокупностью атомных энергетических уровней, “расщепившихся” в результате агрегации свободных атомов в кристаллическую структуру (см. рис. А.1). При объединении  $N$  идентичных атомов в кристалл каждый атомный уровень энергии расщепляется на  $N$  уровней (см. рис. А.2), которые образуют квазинепрерывную разрешенную зону (или ее часть). Уровни энергии электронов внешних оболочек ( $e$ ) атома расщепляются (и сдвигаются в область отрицательных энергий) намного больше, чем уровни внутренних оболочек ( $i$ ). Расщепившиеся уровни энергии электронов внешних оболочек ( $e$ ) образуют (см. рис. А.2) разрешенные валентную зону ( $v$ ) и зону проводимости ( $c$ ). Ширина запрещенной зоны  $E_g$  кристалла — энергетическая щель между валентной ( $v$ ) и зоной проводимости ( $c$ ).

В термодинамическом равновесии заполнение электронами разрешенных состояний (энергетических уровней) происходит в соответствии с распределением Ферми – Дирака  $f_{FD}$ . Среднее число делокализованных электронов в состоянии с одноэлектронной энергией  $E$  равно:

$$f_{FD} = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F)/k_B T]} \leq 1, \quad (\text{A.1})$$

где  $k_B T$  — тепловая энергия;  $E_F$  — химический потенциал (уровень Ферми); начало отсчета  $E$  и  $E_F$  совмещено.

Математическое ожидание того, что состояние с энергией  $E$  не занято электроном, равно  $1 - f_{FD}$ .

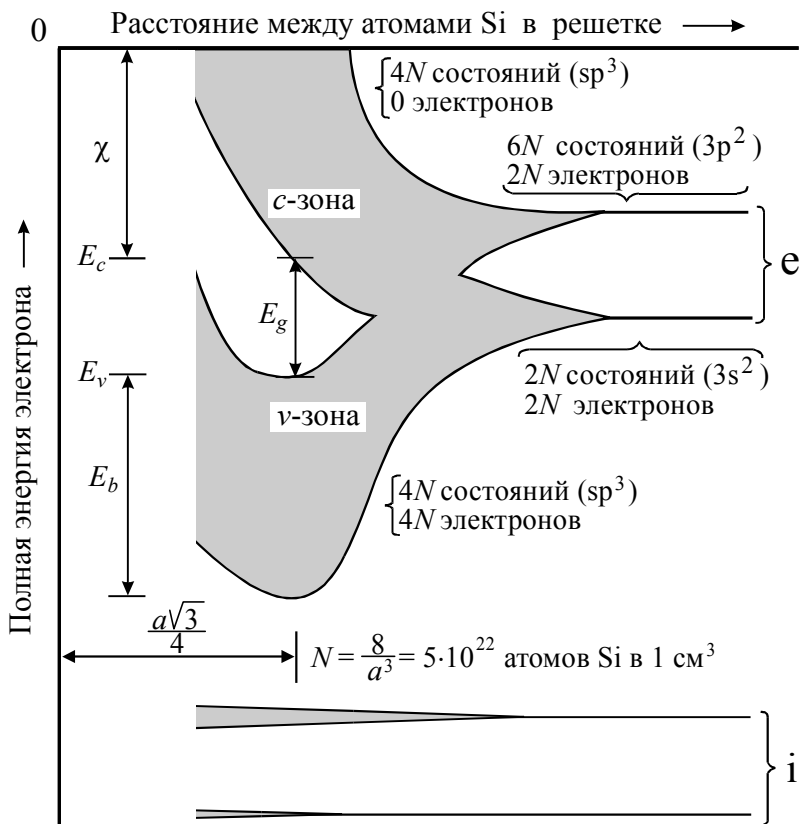


Рис. А.1. Схема расщепления дискретных уровней изолированных атомов Si при уменьшении расстояния между ними (образование кубической кристаллической решетки с параметром  $a = 0.543$  нм).  $E_c$  — дно зоны проводимости;  $E_v$  — потолок валентной зоны;  $E_g = E_c - E_v \approx 1.1$  эВ — ширина запрещенной зоны (энергетической щели);  $E_b \approx 12$  эВ — ширина валентной зоны;  $\chi \approx 4.15$  эВ — электронное сродство (энергия, выделяющаяся при захвате электрона с нулевой кинетической энергией из вакуума на дно c-зоны кремния)

При температуре  $T \rightarrow 0$  уровень Ферми  $E_F$  обозначает границу между занятыми и свободными электронными состояниями. Согласно формуле (А.1).

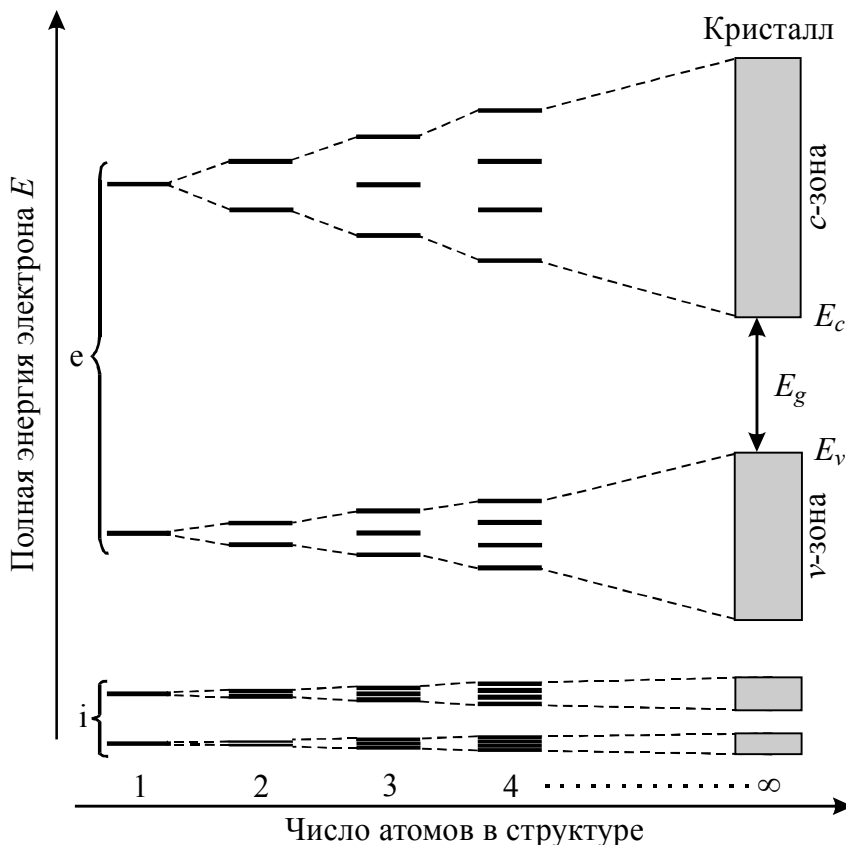


Рис. А.2. Расщепление энергетических уровней атомов при формировании кристалла; уровни энергии внешних оболочек (е) атомов расщепляются больше, чем уровни внутренних оболочек (i).  $E_c$  — энергия дна зоны проводимости;  $E_v$  — энергия потолка валентной зоны;  $E_g = E_c - E_v > 0$  — ширина запрещенной зоны (энергетической щели)

Замечание А.1. Изменение внутренней энергии системы, находящейся только в диффузионном взаимодействии с окружающей ее средой, равно произведению “химического” потенциала на изменение числа частиц в системе. В состоянии равновесия химический потенциал, отсчитанный от произвольного, но одинакового уровня энергии, имеет одно и то же значение во всех частях системы. (Электро)химический по-

тенциал для электронов зоны проводимости обычно называют “уровнем Ферми”.

Свойства полупроводникового кристалла зависят от числа электронов в зоне проводимости и/или от числа незаполненных электронами уровней (дырок — подвижных вакансий электронов) в валентной зоне. Если разрешенная энергетическая зона заполнена электронами частично, то под действием внешнего (приложенного к кристаллическому образцу) электрического поля они перераспределяются по уровням в зоне. При этом нарушается симметрия распределения электронов по скоростям — возникает электрический ток.

Работа выхода  $W_m$  электрона проводимости из металла в вакуум равна разности между уровнем вакуума  $E_0 = 0$  и уровнем Ферми  $(E_F)_m$ . Ширина запрещенной зоны — разность энергий электрона на дне  $E_c$  зоны проводимости и на потолке  $E_v$  валентной зоны:  $E_g = E_c - E_v > 0$ . Энергетическое расстояние от дна  $c$ -зоны до уровня вакуума называют электронным сродством  $\chi$ . Сродство к электрону одиночного атома есть разность его энергий в отрицательно заряженном и нейтральном состояниях. Энергетические диаграммы (зависимости полной энергии электрона  $E$  в различных материалах от координаты) металлов (Pd, Mo, Al), диэлектрика ( $\text{SiO}_2$ ) и полупроводника (Si) приведены на рис. А.3.

Рассмотрим три типа кристаллических материалов: проводник (металл), изолятор (диэлектрик) и полупроводник электричества.

1. Металл — материал с числом подвижных носителей заряда (электронов проводимости) порядка одного на атом. В металлах только часть состояний в зоне проводимости заполнена электронами, а остальные свободны. В электрическом поле на свободные уровни в зоне проводимости возможны переходы электронов, т.е. электрический ток в кристалле. Носители заряда “свободно” движутся в решетке положительно заряженного остова.

2. Диэлектрик — материал с низкой электропроводностью на постоянном токе из-за большой ширины запрещенной зоны  $E_g$  для

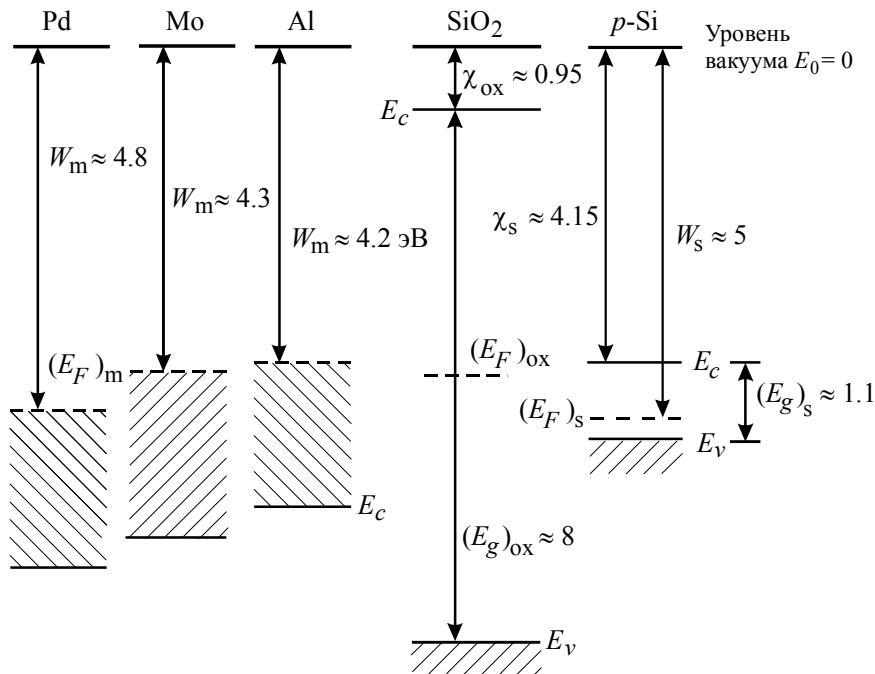


Рис. А.3. Зонные диаграммы металлов (Pd, Mo, Al), диэлектрика (аморфный  $\text{SiO}_2$ ) и полупроводника ( $p\text{-Si}$ ); энергии даны в электронвольтах ( $1 \text{ эВ} \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ )

тепловой генерации электронов из  $v$ - в  $c$ -зону (см. рис. А.3). Согласно квантовой механике движение электрона означает переход его из одного состояния в другое. Такой переход возможен только тогда, когда конечное состояние свободно, т.е. не занято другим электроном (принцип запрета Паули). В случае диэлектрика все квантовые состояния валентной зоны заняты электронами, и поэтому электроны целиком заполненной  $v$ -зоны не могут быть носителями тока. Для переброса электронов из  $v$ -зоны в  $c$ -зону необходимы большая напряженность электрического поля (для  $\text{SiO}_2$  порядка  $10^6 \text{ В/см}$ ) и/или сильное нагревание.

3. Полупроводник — материал, в котором концентрация подвижных носителей заряда увеличивается из-за стимулирован-

ных теплом и/или светом переходов части электронов из валентной зоны в зону проводимости. Это приводит к освобождению электронных состояний в валентной зоне так, что электроны в валентной зоне могут мигрировать по состояниям. Переходам электронов (отрицательный заряд) в почти полностью заполненной ими  $v$ -зоне можно сопоставить обратное движение положительно заряженных квазичастиц — дырок. Таким образом, собственная проводимость полупроводников обусловлена электронами в зоне проводимости ( $c$ -зоне) и равным числом дырок в валентной зоне ( $v$ -зоне). Полупроводник по своей электронной энергетической структуре отличается от диэлектрика не качественно, а количественно: атомы полупроводника легко ионизируются (возникает “свободный” электрон в  $c$ -зоне и дырка в  $v$ -зоне). Из-за взаимодействия между близкими атомами дырка перемещается по кристаллу.

Помимо собственной электропроводности, возможна примесная, возникающая в легированных (допированных) полупроводниках, т.е. содержащих атомы примеси. Присутствие атомов примеси, как правило, вызывает появление дополнительных уровней энергии в запрещенной зоне (реже в  $c$ - или  $v$ -зонах). Если разность между примесным уровнем энергии и краем разрешенной зоны примерно равна тепловой энергии, то атом примеси ионизируется. Примесь, отдающая электрон в зону проводимости, называется донорной (ион примеси обладает зарядом  $+1$  в единицах модуля заряда электрона). Примесь, захватывающая электрон из валентной зоны, — акцепторной (ион примеси обладает зарядом  $-1$ ). Совокупность свободных электронов (или дырок), возникших при термической ионизации примесей, ответственна за примесную электропроводность. Полупроводники, легированные донорной примесью, называют электронными, или  $n$ -типа: концентрация электронов  $n$  в  $c$ -зоне намного больше концентрации дырок  $p$  в  $v$ -зоне, т.е. электроны являются основными подвижными носителями заряда. Полупроводники, легированные акцепторной примесью, называют дырочными, или  $p$ -типа: концентрация дырок  $p$

намного больше концентрации электронов проводимости  $n$ , и основные подвижные носители заряда — дырки. Для кремния типичной донорной примесью являются химические элементы V группы периодической системы (P, As, Sb), акцепторной — элементы III группы (B, Al, Ga). В собственном (нелегированном) полупроводнике  $n = p = n_i$ . В кристаллическом кремнии  $n_i \approx 1.45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  при температуре  $T \approx 300 \text{ К}$  ( $k_B T \approx 25.85 \text{ мэВ}$ ).

## ПРИЛОЖЕНИЕ Б

### ФОРМУЛА МОТТА–ШОТКИ: ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛУПРОВОДНИКА (РЕЖИМ ЭФФЕКТА ПОЛЯ)

Рассмотрим полубесконечный полупроводниковый кристалл (глыбу) с равномерным распределением примесных атомов. Его границей служит плоскость  $x = 0$ , а сам кристалл расположен в полупространстве  $x > 0$ . Пусть слева к кристаллу поднесен плоский металлический электрод (площадью  $S$ ), на который от внешнего источника подается электрический потенциал.

Получим формулу для дифференциальной емкости полупроводника с учетом вырождения в нем газа основных носителей заряда (см., например, [1–3]).

Уравнение Пуассона для потенциала  $\Phi(x)$  электрического поля в точке с координатой  $x$  полубесконечного полупроводника есть

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{d\Phi} \left( \frac{d\Phi}{dx} \right)^2 = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} = \frac{-\rho(\Phi(x))}{\varepsilon}, \quad (\text{Б.1})$$

где  $\rho(x)$  — объемная плотность заряда, которая зависит от координаты  $x$  через потенциал  $\Phi(x)$ ; начало отсчета координат находится на границе металл/полупроводник;  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость нелегированного полупроводника.

В приближении равномерного распределения ионизированных атомов примеси по кристаллу наведенная внешним источником электростатического поля объемная плотность заряда равна [1, 2]:



$$\begin{aligned} \rho(x) &= p_v F_{1/2}(-\zeta_g - v(x)) - n_c F_{1/2}(v(x)) + N_d - N_a = \\ &= p(\Phi(x)) - n(\Phi(x)) + N_d - N_a, \end{aligned} \quad (\text{Б.2})$$

где  $v(x) = \frac{E_F - E_c + q\Phi(x)}{k_B T} = \zeta_F + Y(x)$ ;  $\zeta_g = \frac{E_c - E_v}{k_B T} = \frac{E_g}{k_B T} > 0$ ;

$k_B T$  — тепловая энергия;  $E_{c(v)}$  — энергия дна  $c$ -зоны (потолка  $v$ -зоны);  $E_F$  — уровень Ферми;  $E_F^{(c)} = E_F - E_c = \zeta_F k_B T$ ; интеграл Ферми – Дирака индекса  $j$  есть

$$\begin{aligned} F_j(v) &= \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^{\infty} \frac{\alpha^j d\alpha}{1 + \exp(\alpha - v)}; \\ \Gamma(j+1) &= \int_0^{\infty} \alpha^j \exp(-\alpha) d\alpha; \quad \frac{dF_j(v)}{dv} = F_{j-1}(v). \end{aligned}$$

Эффективные плотности состояний электронов  $n_c$  в зоне проводимости и дырок  $p_v$  в валентной зоне равны

$$n_c = 2 \frac{(2\pi m_n k T)^{3/2}}{(2\pi \hbar)^3}; \quad \frac{p_v}{n_c} = \left( \frac{m_p}{m_n} \right)^{3/2},$$

где  $m_{n(p)}$  — эффективная масса электрона (дырки);  $\hbar = h/2\pi$  — постоянная Планка.

Граничные условия для электрического поля и потенциала:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \left( \frac{d\Phi}{dx} \right) = \lim_{x \rightarrow \infty} \Phi(x) = \lim_{x \rightarrow \infty} \rho(x) = 0; \quad \Phi(0) = \Phi_s, \quad (\text{Б.3})$$

где  $\Phi_s$  — электростатический потенциал на поверхности полупроводника.

Из (Б.1) с учетом (Б.2) и (Б.3) получаем:

$$\frac{d\Phi}{dx} = \pm \sqrt{-\frac{2}{\varepsilon} \int_0^{\Phi} \rho(\Phi') d\Phi'}, \quad (\text{Б.4})$$

где для  $\Phi_s > 0$  следует брать знак “-”, а для  $\Phi_s < 0$  — знак “+”.

Наведенный внешним электростатическим полем металлического электрода в полупроводнике заряд с учетом (Б.3) равен

$$Q_i(\Phi_s) = S \int_0^{\infty} \rho(x) dx = S \int_{\Phi_s}^0 \frac{\rho(\Phi) d\Phi}{d\Phi/dx}, \quad (\text{Б.5})$$

где  $S$  — площадь поверхности полупроводника под электродом.

Подставляя (Б.4) в (Б.5), получим:

$$Q_i(\Phi_s) = S\varepsilon \int_0^{\Phi_s} \frac{d}{d\Phi} \left\{ \pm \sqrt{-\frac{2}{\varepsilon} \int_0^{\Phi} \rho(\alpha) d\alpha} \right\} d\Phi = S\varepsilon \frac{d\Phi}{dx} \Big|_{\Phi=\Phi_s}. \quad (\text{Б.6})$$

Емкость полупроводника, используя (2.6), можно записать в виде

$$C_s = -\frac{dQ_i(\Phi_s)}{d\Phi_s} = S^2 \frac{\varepsilon \rho(\Phi_s)}{Q_i(\Phi_s)} = S \frac{\rho(\Phi_s)}{\frac{d\Phi}{dx} \Big|_{\Phi=\Phi_s}}. \quad (\text{Б.7})$$

Из (Б.7) с учетом (Б.2) и (Б.4) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{C_s}{S} \sqrt{\frac{2k_B T}{q^2 \varepsilon}} &= |n_c F_{1/2}(\zeta_F + Y_s) - p_v F_{1/2}(-\zeta_g - \zeta_F - Y_s) + N_a - N_d| \times \\ &\times \left\{ -(N_a - N_d) Y_s + p_v [F_{3/2}(-\zeta_g - \zeta_F - Y_s) - F_{3/2}(-\zeta_g - \zeta_F)] + \right. \\ &\left. + n_c [F_{3/2}(\zeta_F + Y_s) - F_{3/2}(\zeta_F)] \right\}^{-1/2}, \quad (\text{Б.8}) \end{aligned}$$

где  $\zeta_F = \lim_{x \rightarrow \infty} v(x) = E_F^{(c)} / k_B T$ ;  $Y_s = q\Phi_s / k_B T$  — безразмерный электростатический потенциал на поверхности полупроводника.

Из формулы (Б.8) следует, что  $C_s = 0$  при  $Y_s = 0$ .

Анализ уравнения (Б.8) проведем для полупроводника  $p$ -типа с концентрацией дырок  $p = N_a - N_d$ . Можно выделить такой интервал изменения  $Y_s$ , который соответствует обеднению полупроводника основными носителями (дырками), но в то же время концентрацией электронов проводимости  $n$  в области обеднения можно пренебречь по сравнению с разностью концентраций легирующих примесей  $N_a - N_d$ . В этом случае из (Б.8) имеем:

$$\frac{C_s}{S} = \sqrt{\frac{q^2 \varepsilon}{2k_B T}} \left[ \frac{N_a - N_d}{Y_s - \frac{F_{3/2}(-\zeta_g - \zeta_F)}{F_{1/2}(-\zeta_g - \zeta_F)}} \right]^{1/2}, \quad (\text{Б.9})$$

где поверхностный потенциал  $Y_s = q\Phi_s / k_B T$  удовлетворяет условию

$$Y_t > Y_s > \frac{F_{3/2}(-\zeta_g - \zeta_F)}{F_{1/2}(-\zeta_g - \zeta_F)},$$

значение  $Y_t$  определяется из уравнения

$$N_a - N_d = n_c F_{1/2}(\zeta_F + Y_t) = n(Y_t). \quad (\text{Б.10})$$

Формула (Б.10) справедлива тогда, когда концентрация электронов проводимости  $n(Y_t)$  на поверхности полупроводника равна концентрации дырок  $p = N_a - N_d$  в объеме (при  $\Phi_s = 0$ ).

Преобразуя (Б.9), получаем:

$$\left( \frac{S}{C_s} \right)^2 = \frac{2}{q \varepsilon N_a} \left[ \Phi_s - \frac{k_B T}{q} \cdot \frac{F_{3/2}(-\zeta_g - \zeta_F)}{F_{1/2}(-\zeta_g - \zeta_F)} \right], \quad (\text{Б.11})$$

где  $\zeta_g + \zeta_F$  определяется из уравнения

$$p = N_a - N_d = p_v F_{1/2}(-\zeta_g - \zeta_F). \quad (\text{Б.12})$$

При  $-\zeta_g - \zeta_F \ll -1$  (невырожденный полупроводник  $p$ -типа), когда  $F_{3/2}(-\zeta_g - \zeta_F) \approx F_{1/2}(-\zeta_g - \zeta_F)$ , из (Б.11) получаем

$$\left(\frac{S}{C_s}\right)^2 = \frac{2}{q\varepsilon N_a} \left[ \Phi_s - \frac{k_B T}{q} \right]. \quad (\text{Б.13})$$

При  $-\zeta_g - \zeta_F \gg +1$  (вырожденный полупроводник  $p$ -типа), когда  $F_{3/2}(-\zeta_g - \zeta_F) = \frac{-2}{5} \cdot \frac{(E_g + E_F^{(c)})}{k_B T} \cdot F_{1/2}(-\zeta_g - \zeta_F)$ , из (Б.11) имеем:

$$\left(\frac{S}{C_s}\right)^2 = \frac{2}{q\varepsilon N_a} \left[ \Phi_s + \frac{2(E_g + E_F^{(c)})}{5q} \right], \quad (\text{Б.14})$$

где  $E_g + E_F^{(c)} = \frac{-\hbar^2}{2m_p} \left( 3\pi^2 (N_a - N_d) \right)^{2/3}$ ;  $E_F^{(c)} = E_F - E_c < 0$ .

Замечание Б.1. Из выражений (Б.13) и (Б.14) следует, что при прочих равных условиях контакт металл/сильнолегированный полупроводник (металл/металл) обладает большей емкостью по сравнению с контактом металл/слаболегированный полупроводник.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Луничев В.Н. Дифференциальная емкость области пространственного заряда полупроводникового электрода при объемном вырождении основных носителей // Электрохимия. — 1989. — Т.25, № 1. — С. 137–139.
2. Грилихес М.С., Сухотин А.М., Шик А.Я. О применимости уравнения Мотта – Шоттки в случае высоколегированных полупроводниковых электродов // Электрохимия. — 1987. — Т.23, № 11. — С. 1529–1533.
3. Овсяук В.Н. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. — Новосибирск: Наука, 1984. — 254 с.

## ПРИЛОЖЕНИЕ В

### КРЕМНИЕВЫЙ *pn*-ПЕРЕХОД С ПЛАВНО-РЕЗКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПРИМЕСЕЙ

Рассмотрим кремниевый *pn*-переход с так называемым плавно-резким распределением концентрации легирующих примесей:  $N_d(x) - N_a(x) = ax$  при  $-x_p < x < 0$ ;  $N_d(x) - N_a(x) = N$  при  $0 < x < x_n$  (см. рис. В.1а). Рассчитаем и сопоставим его электрическую емкость с емкостью плавного (линейного) *pn*-перехода (рис. В.1б).

Плотность объемного заряда в *pn*-структуре, представленной на рис. В.1а, есть

$$\rho(x) = \begin{cases} qN, & \text{для } 0 < x < x_n; \\ qax, & \text{для } -x_p < x < 0. \end{cases}$$

Напряженность электростатического поля  $E_{ix} = -d\Phi(x)/dx$  связана с плотностью заряда  $\rho$  уравнением Пуассона

$$\frac{dE_{ix}}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon},$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  — низкочастотная диэлектрическая проницаемость нелегированного полупроводника.

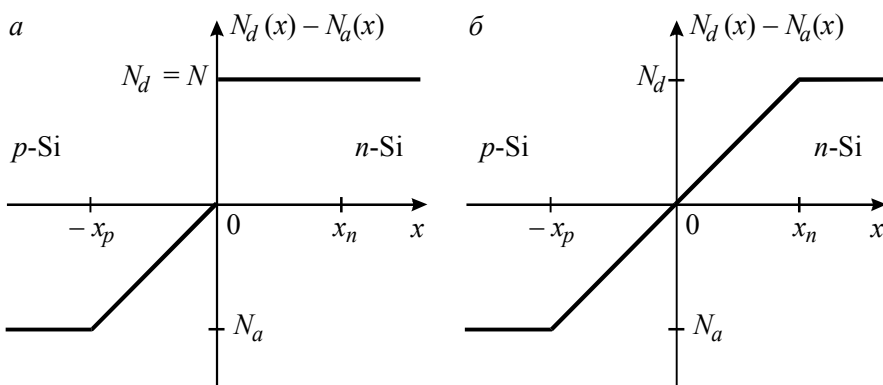


Рис. В.1. Модели плавно-резкого (а) и плавного (линейного) (б) распределения разности концентраций доноров  $N_d(x)$  и акцепторов  $N_a(x)$  в направлении, перпендикулярном плоскости *pn*-перехода

Напряженность поля в  $p$ -Si ( $-x_p < x < 0$ ):

$$E_{ix} = -\frac{qa}{2\varepsilon}(x_p^2 - x^2). \quad (\text{B.1})$$

Напряженность поля в  $n$ -Si ( $0 < x < x_n$ ):

$$E_{ix} = \frac{-qN}{\varepsilon}(x_n - x). \quad (\text{B.2})$$

Из условия непрерывности  $E_{ix}$  при  $x = 0$  с учетом (B.1) и (B.2) следует:

$$\frac{a}{2}x_p^2 = Nx_n. \quad (\text{B.3})$$

Из (B.1) с учетом  $E_{ix} = -d\Phi(x)/dx$  определяем электрический потенциал  $\Phi(x)$  в  $p$ -Si ( $-x_p < x < 0$ ):

$$\Phi(x) = \Phi_p + \frac{qa}{2\varepsilon}\left(-\frac{1}{3}x^3 + x_p^2x + \frac{2}{3}x_p^3\right). \quad (\text{B.4})$$

Аналогично из (B.2) определяем потенциал в  $n$ -Si ( $0 < x < x_n$ ):

$$\Phi(x) = \Phi_n + \frac{qN}{2\varepsilon}(x_n - x)^2. \quad (\text{B.5})$$

Для плавно-резкого  $pn$ -перехода с произвольными  $a$  и  $N$  значения  $-x_p$  и  $x_n$  находятся из условия непрерывности  $\Phi(x)$  при  $x = 0$ . Из (B.4) и (B.5) имеем (в случае малых токов через  $pn$ -переход):

$$\Phi_g = \frac{q}{\varepsilon}\left(\frac{a}{3}x_p^3 + \frac{N}{2}x_n^2\right),$$

где  $\Phi_g = \Phi_n - \Phi_p$  — полное изменение потенциала при переходе из электронейтральной части  $p$ -области в электронейтральную часть  $n$ -области.

При приложении обратного внешнего напряжения  $U < 0$  имеем:

$$\Phi_g - U = \frac{q}{\varepsilon}\left(\frac{a}{3}x_p^3 + \frac{N}{2}x_n^2\right). \quad (\text{B.6})$$

Из (B.3) и (B.6) следует уравнение для определения толщины слоя отрицательного заряда  $x_p$  в  $p$ -области:

$$x_p^4 - \frac{8N}{3a}x_p^3 + \frac{8N\varepsilon}{qa^2}(\Phi_g - U) = 0. \quad (\text{B.7})$$

Если  $N \gg 3ax_p/8$ , то из уравнения (В.7) и (В.3) получаем:

$$x_p = \left( \frac{3\varepsilon}{qa} (\Phi_g - U) \right)^{1/3}; \quad x_n = \frac{a}{2N} \left( \frac{3\varepsilon}{qa} (\Phi_g - U) \right)^{2/3}. \quad (\text{В.8})$$

При равенстве модулей объемных зарядов в  $p$ - и  $n$ -областях ( $Q_p = -qSax_p^2/2$ ,  $Q_n = qSNx_n$ ) из (В.8) следует

$$x_n \ll 8x_p/3. \quad (\text{В.9})$$

Тогда полная ширина обедненной области  $x_c = x_p + x_n \approx x_p$  с учетом (В.9) равна

$$x_c = \left( \frac{3\varepsilon}{qa} (\Phi_g - U) \right)^{1/3}. \quad (\text{В.10})$$

Емкость плоского двойного электрического слоя толщиной  $x_c$  и площадью  $S$  можно представить в виде  $C = \varepsilon S/x_c$ , так что по (В.10) находим:

$$C = \left( \frac{3\varepsilon}{qa} (\Phi_g - U) \right)^{1/3},$$

откуда для плавно-резкого  $pn$ -перехода

$$\left( \frac{S}{C} \right)^3 = \frac{3}{qa\varepsilon^2} (\Phi_g - U). \quad (\text{В.11})$$

Емкость плавного (линейного)  $pn$ -перехода равна [1, 2]:

$$\left( \frac{S}{C} \right)^3 = \frac{12}{qa\varepsilon^2} (\Phi_g - U). \quad (\text{В.12})$$

Из сравнения формул (В.11) и (В.12) видно, что электрическая емкость плавно-резкого  $pn$ -перехода (рис. В.1а) больше емкости чисто плавного  $pn$ -перехода (рис. В.1б), хотя характер зависимости от внешнего обратного напряжения  $U < 0$  тот же.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Радио и связь, 1990. — 264 с.
2. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл — полупроводник. — М.: Мир, 1975. — 432 с.

## ПРИЛОЖЕНИЕ Г

### ПОВЕРХНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА

Поверхность полупроводника — это дефект (нарушение периодичности) кристаллической решетки. Поскольку на поверхности кристалла резко обрывается существующий в его объеме строгий порядок в расположении атомов и, кроме того, коренным образом изменяются условия для формирования химических связей, следует ожидать появления в запрещенной зоне дополнительных энергетических уровней (уровней Тамма). Так как у поверхностного атома число ближайших соседей всегда меньше, чем у атома в объеме кристалла, то уровни Тамма формируются собственными дефектами в трех зарядовых состояниях:  $-1$ ;  $0$ ;  $+1$ . Концентрация поверхностных уровней по порядку величины должна соответствовать числу атомов на единице поверхности кристалла, т.е. около  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Эти уровни энергии обычно называют поверхностными состояниями и интерпретируют как оборванные (болтающиеся) валентные связи поверхностных атомов.

Кроме состояний (уровней) Тамма, на поверхности возникают еще и состояния, обусловленные адсорбцией различных примесей (например, молекул кислорода, воды, атомов Na, K и др.). Реальные полупроводники всегда покрыты тонким слоем оксида. Поэтому поверхностные состояния могут располагаться не только непосредственно на поверхности самого полупроводника, но и в слое оксида (рис. Г.1).

При наложении на кристаллический полупроводник (например, кремний) внешнего электрического поля энергетические зоны вблизи поверхности дополнительно изгибаются и происходит заполнение или опустошение электронами некоторых поверхностных состояний. Так как в полупроводнике есть достаточное количество свободных носителей заряда, то поверхностные состояния, расположенные вблизи границы раздела, заполняются или опустошаются относительно быстро. Из-за малого времени релакса-



ции таких поверхностных состояний ( $10^{-8}$ – $10^{-4}$  с) их называют быстрыми поверхностными состояниями.

В слое оксида концентрация носителей заряда ничтожно мала. Поэтому перезарядка поверхностных состояний в  $\text{SiO}_2$  при изменении внешнего электрического поля происходит медленно, и соответствующие состояния называются медленными. Время перезарядки медленных поверхностных состояний обычно составляет от миллисекунд до нескольких часов.

При не слишком высокой температуре можно считать, что все уровни, расположенные по энергии ниже уровня Ферми, заполнены электронами, а выше него — пустые (см. рис. Г.1). Если плотность поверхностных уровней достаточно высока, то заряд, захваченный на них, будет полностью “экранировать” объем полупроводника от электрического поля контактной разности потенциалов. При этом напряжение будет падать не в полупроводнике, а в зазоре между металлом и полупроводником. Знак захваченного на поверхностные состояния (ловушки) заряда зависит, во-первых, от того, преобладают донорные или акцепторные состояния, во-вторых, от типа электропроводности полупроводника. Как правило, поверхностные концентрации донорных и акцепторных состояний в кристаллах Si и GaAs имеют приблизительно один порядок величины. Поэтому знак захваченного заряда совпадает со знаком основных носителей заряда.

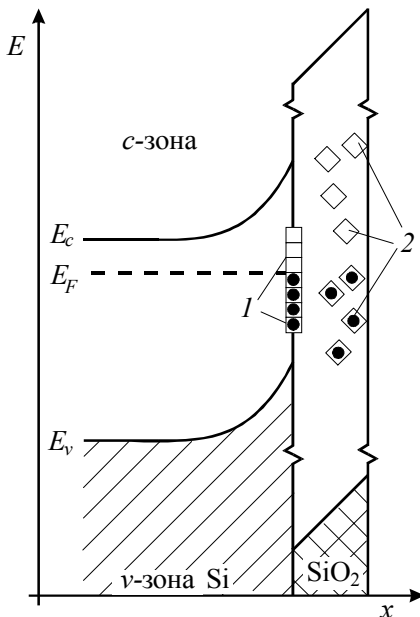


Рис. Г.1. Быстрые 1 и медленные 2 поверхностные состояния вблизи поверхности раздела  $n$ -Si/ $\text{SiO}_2$

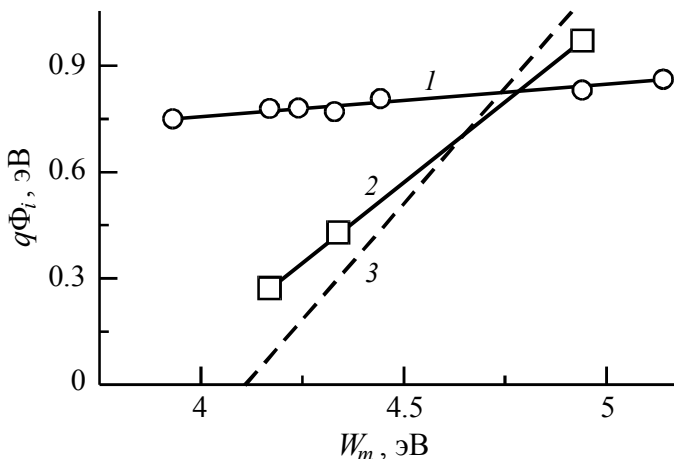


Рис. Г.2. Зависимости высоты барьера Шоттки для структуры металл/GaAs от работы выхода металла: 1, 2 — экспериментальные значения, полученные при напылении металлов (Be, Al, Ag, Sn, Cu, Au, Pt) на исходную (1) и предварительно пассивированную атомами серы (2) поверхность арсенида галлия *n*- и *p*-типа; 3 — расчет по формуле (Г.1)

Именно наличием значительного количества поверхностных состояний объясняется часто встречающееся отклонение (см, например, рис. Г.2) высоты барьера Шоттки  $\Phi_i$  от предсказываемого соотношением

$$\Phi_i = |W_m - W_s|/q, \quad (\text{Г.1})$$

где  $W_m$  и  $W_s$  — термодинамические работы выхода электронов из металла и полупроводника соответственно.

## ПРИЛОЖЕНИЕ Д КВАЗИУРОВЕНЬ ФЕРМИ

Энергия электронов, эмитируемых из полупроводника *n*-типа в металл при приложении прямого электрического смещения, больше энергии уровня Ферми металла примерно на высоту барьера  $q\Phi_b$ . Эти электроны не находятся в термодинамическом равновесии с электронами проводимости в металле, т.е. являются «горячими». Энергетическое распределение электронов на границе раз-

дела со стороны металла приведено на рис. Д.1а. Равновесная концентрация электронов проводимости в металле равна

$$n = \int_{E_c=0}^{\infty} g(E) f_{FD} dE = n_c F_{1/2}(\zeta_F) \approx \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} (2mE_F)^{3/2},$$

где  $g(E) = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} \sqrt{E - E_c}$  — плотность одноэлектронных состояний в  $c$ -зоне;  $E - E_c$  — кинетическая энергия электрона проводимости;  $\zeta_F = (E_F - E_c)/k_B T$ ;  $f_{FD} = 1$  для  $E \leq E_F$ ;  $f_{FD} = 0$  для  $E > E_F$ .

Для описания неравновесных процессов (макроскопических потоков) вводится квазиуровень Ферми  $E_F^*$ , который используется в распределении Ферми – Дирака (А.1) вместо равновесного уровня Ферми  $E_F$ . Квазиуровень Ферми позволяет определить плотность электронного тока в  $x$ -направлении:  $qn\mu(dE_F^*/dx)$ , где  $n$  — концентрация электронов,  $\mu$  — дрейфовая подвижность.

При проникновении горячих электронов из полупроводника в металл они теряют свою энергию из-за столкновений с электронами проводимости и колебаниями атомов, т.е. термализуются в металле. При этом квазиуровень Ферми  $E_F^*$  спадает до уровня Ферми металла  $E_{Fm}$  (см. рис. Д.1б).

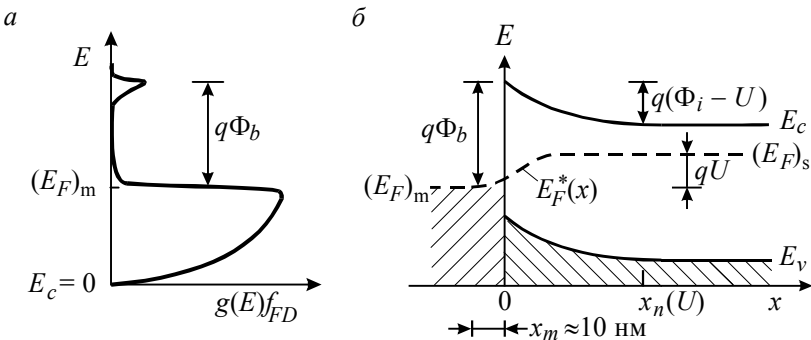


Рис. Д.1. Контакт металл/полупроводник  $n$ -типа:  $a$  — распределение по энергии равновесных и инжектированных в металл электронов;  $b$  — квазиуровень Ферми  $E_F^*(x)$  для электронов в барьере Шоттки

Учебное издание

**Поклонский** Николай Александрович  
**Горбачук** Николай Иванович  
**Лапчук** Наталья Михайловна

**ФИЗИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО  
КОНТАКТА МЕТАЛЛ/ПОЛУПРОВОДНИК**

В авторской редакции

Технический редактор *Г.М. Раманчук*  
Корректор *Н.И. Мирончик*

Ответственный за выпуск *Н.А. Поклонский*

Подписано в печать 10.11.2003. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.  
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Усл. печ. л. 3,02. Уч.-изд. л. 2,45.  
Тираж 100 экз. Зак. 1251

Белорусский государственный университет.  
Лицензия ЛВ №315 от 14.07.98.  
220050, Минск, проспект Франциска Скорины, 4.

Отпечатано с оригинала-макета заказчика.  
Республиканское унитарное предприятие  
«Издательский центр Белорусского государственного университета».  
Лицензия ЛП № 461 от 14.08.2001.  
220030, Минск, ул. Красноармейская, 6.