

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ордена ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени АКАДЕМИНА С. П. КОРОЛЕВА

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ  
В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

КУЙБЫШЕВ 1989

УДК 621.382.22

*Исследование распределения электрического поля в полупроводнике.* Метод. указ./Сост. А. И. Колпаков: Куйб. авиац. ин-т. Куйбышев, 1989. 16 с.

Методические указания являются частью цикла лабораторных работ по курсу «Специальная микроэлектроника», в которых рассмотрены явления, протекающие в структурах типа металл — полупроводник, металл—диэлектрик—полупроводник.

Приведена методика экспериментального исследования зависимости и характера распределения электрического поля в полупроводнике от параметров контактирующих материалов, и на примере точечного диода показаны пути реализации полученных результатов в производстве конкретных приборов. Рекомендуется для студентов специальности 2303.

Рецензенты: В. В. Зайцев, А. Г. Санояц

❖ Составитель *Анатолий Иванович Колпаков*

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Редактор Е. Д. Антонова  
Техн. редактор И. М. Калешнюк  
Корректор Н. С. Куриянова

Сдано в набор 10.05.89 г. Подписано в печать 9.06.89 г.  
Формат 60×84 1/16. Бумага оберточная.  
Печать высокая. Гарнитура литературная.  
Усл. п. л. 0,93. Уч.-изд. л. 0,9. Т. 300 экз.  
Заказ 391. Бесплатно.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени  
авиационный институт имени академика С. П. Королёва,  
443001 Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151.

Тип. ЭОЗ Куйбышевского авиационного института,  
443001, Куйбышев, ул. Ульяновская, 18.

Цель работы: закрепление знаний по теории физики полупроводников и полупроводниковых приборов, читаемых в курсе «Специальная микроэлектроника». Частично это реализуется при исследовании распределения потенциала вдоль полупроводника, определения контактной разности потенциалов между полупроводником и металлом (точечный диод) и снятия вольт-амперной характеристики контакта металл-полупроводник.

З а д а н и е: 1. Собрать схему установки и снять распределение потенциала вдоль полупроводникового образца при трех значениях тока  $I_1, I_2, I_3$ , изменяя в каждом случае полярность прикладываемого к исследуемому образцу напряжения.

2. Построить графики распределения потенциала вдоль полупроводникового образца с учетом скачков потенциала на токовых электродах.

3. Рассчитать величины сопротивлений токовых контактов 2, 5, участка полупроводника между электродами 3, 4 при трех значениях тока  $I$ .

4. Измерить дифференциальное сопротивление контакта металл-полупроводник, используя схему изменения контактной разности потенциала.

5. Построить график зависимости  $\ln R_0$  от  $1/T$ .

6. Используя зависимость  $\ln R_0 = f(1/T)$ , определить величину контактной разности потенциала.

7. Для точечного диода (контакт металл-полупроводник) вычислить коэффициент выпрямления  $k = I_{пр}/I_{обр}$  при  $u_{пр} = u_{обр}$  и статические сопротивления  $R = u/I$  в прямом и обратном направлениях.

8. Сделать выводы.

Приборы и принадлежности: потенциометр; электростатический вольтметр; гальванометр; термостат; ЛАТР; исследуемые образцы (точечные контакты); мост МВП-47; термометр; реостат (1400 Ом); миллиамперметр (авометр); источник постоянного тока.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯВЛЕНИИ В ОБЛАСТИ КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Одним из наиболее важных технологических процессов в производстве интегральных микросхем является формирование металлических слоев на поверхности полупроводника, используемых в качестве токоведущих дорожек и контактов к пассивным и активным элементам интегральных микросхем (ИМС). Материал электродов должен быть химически инертным по отношению к материалу полупроводника, не создавать дополнительного сопротивления для тока, а сам контакт не должен изменять своих свойств (или минимально изменять) при изменении температуры, освещения или величины приложенного напряжения. Технологические приемы, используемые в микроэлектронике для изготовления контактов и токоведущих дорожек, не в состоянии удовлетворить этим требованиям, поэтому на практике для каждого конкретного прибора проводят индивидуальный подбор материала электрода и изучение их свойств. В связи с этим рассмотрим основные закономерности, определяющие свойства контакта полупроводника с металлом.

### ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Реальная поверхность полупроводника содержит дефекты кристаллической структуры типа дислокации, атомы примесей, вакансии, микротрещины и т. д., обусловленные механической обработкой (шлифовка, резка), химическим травлением и внедрением в решетку молекул газов и воды адсорбированных поверхностью. Дефекты поверхности образуют в запрещенной зоне поверхностные энергетические уровни. При большой концентрации дефектов эти уровни расщепляются в зону, которая частично перекрывается с объемными зонами кристалла.

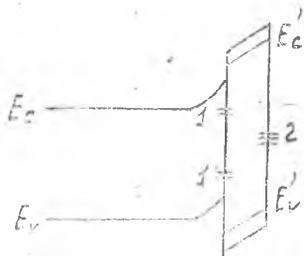


Рис. 1. Структура энергетических зон на поверхности полупроводника: 1 — быстрые поверхностные состояния; 2 — медленные поверхностные состояния;  $E'_{c}$ ,  $E'_{v}$  — соответственно дно зоны проводимости и потолок валентной зоны окисла на поверхности полупроводника

На реальной поверхности полупроводника имеются поверхностные состояния двух типов (рис. 1):

внутренние (быстрые), обусловленные дефектами или примесями, расположенными непосредственно на поверхности кристалла. Время перехода электронов из объемных энерге-

тических зон на поверхностные уровни составляет в этом случае  $\tau \approx 10^{-7}$  с. Плотность этих состояний около  $10^{19} \text{ м}^{-2}$  и не зависит от способа обработки поверхности;

внешние (медленные), обусловленные атомами, адсорбированными на поверхности слоя окисла или атомами его объема, и характеризующиеся  $\tau \approx 10^{-2}$  с. Плотность этих состояний составляет  $10^{17} \dots 10^{19} \text{ м}^{-2}$  и в значительной мере определяется составом окружающей среды.

Поверхностные дефекты (уровни) могут отдавать в объем электроны или захватывать их из объема. В этом случае у поверхности полупроводника возникает слой объемного заряда, приводящий к смещению энергетических зон. В равновесном состоянии между поверхностью и объемом выполняется равенство

$$Q_s + Q_v = 0, \quad (1)$$

где  $Q_s$ ,  $Q_v$  — соответственно поверхностный и объемный заряды. При этом вблизи поверхности полупроводника возникает поверхностный потенциальный барьер  $e\phi_s$  (рис. 2).

И. Бардин предложил энергетическую модель полупроводника, учитывающую наличие поверхностных состояний, которые он представил в виде потенциальной ямы  $E_n$  (рис. 2). Наличие свободных

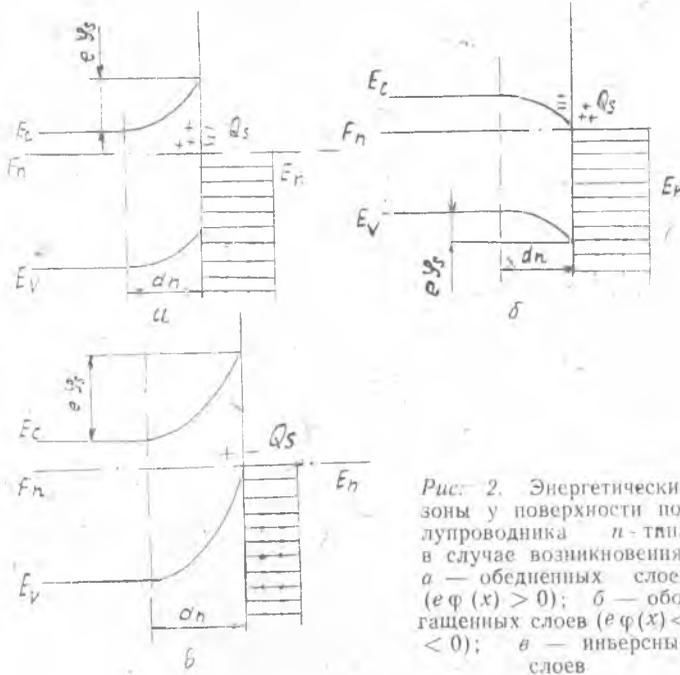


Рис. 2. Энергетические зоны у поверхности полупроводника  $n$ -типа в случае возникновения:  $a$  — обедненных слоев ( $e\phi(x) > 0$ );  $б$  — обогащенных слоев ( $e\phi(x) < 0$ );  $в$  — инверсных слоев

уровней позволяет осуществлять переход на них носителей заряда с валентных, примесных или свободных уровней.

Если поверхностные состояния захватывают электроны, образуя отрицательный заряд, то энергетические уровни полупроводника  $n$ -типа изгибаются вверх, что препятствует дальнейшему перемещению носителей заряда к его поверхности (рис.2,а). Возникновение вблизи поверхности слоя полупроводника, обедненного основными носителями, приводит к образованию запорного слоя.

Если поверхностные состояния окисла отдают электроны, то энергетические уровни на поверхности полупроводника  $n$ -типа изгибаются вниз (рис.2,б), так как вблизи поверхности происходит обогащение полупроводника основными носителями и образование антизапорного слоя.

#### МЕТОДИКА РАСЧЕТА ДЛИНЫ ЭКРАНИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА

При переходе валентных электронов на поверхностные уровни в валентной зоне полупроводника  $n$ -типа возникают дырки, а в полупроводнике  $p$ -типа свободные электроны, т. е. вблизи поверхности образуется инверсный слой (рис.2,в).

В качестве модели для расчета величины пространственного заряда берут однородный полупроводник, например,  $n$ -типа с равномерно распределенным отрицательным зарядом на поверхности  $Q_s$ . Предположим, что электроны из объема полупроводника перешли на поверхность и были захвачены поверхностными уровнями, тогда в приповерхностной области полупроводника возникает неподвижный положительный заряд нескомпенсированных ионизированных доноров  $Q_v$ .

Характер распределения потенциала  $\varphi(x)$  и электрического поля  $E(x)$  в области  $Q_v$  определяется уравнением Пуассона. Толщина полупроводникового кристалла ИМС всегда во много раз меньше размеров его площади, т. е. можно записать уравнение Пуассона для одномерного случая

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (2)$$

где  $\rho(x)$  — плотность объемного заряда;

$\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная (вакуума);

$\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;

$x$  — координата в направлении, перпендикулярном поверхности образца.

Из общих физических рассуждений можно сделать заключение, что вблизи поверхности полупроводника в случае полностью ионизированной примеси

$$\rho(x) = e[N_d^+ - n(x)], \quad (3)$$

где  $N_{d^+}$  — концентрация ионизированных доноров;

$n(x)$  — концентрация электронов в слое объемного заряда.

Для невырожденного полупроводника можно применить распределение Больцмана, и тогда выражение для концентрации электронов будет иметь вид

$$n(x) = n_0 \exp \left[ -\frac{e\varphi(x)}{kT} \right], \quad (4)$$

где  $n_0$  — равновесная концентрация электронов в объеме полупроводника.

Пренебрегая концентрацией собственных носителей и считая, что все доноры однократно ионизированы, запишем равенство

$$n_0 = N_{d^+}. \quad (5)$$

Подставив равенство (5) в формулу (3), получим

$$\rho(x) = e[n_0 - n(x)].$$

Пренебрегая  $e\varphi(x) \ll kT$ , что справедливо для нормальных условий, можно экспоненту в выражении (4) разложить в ряд. Ограничившись первым членом, запишем выражение

$$n(x) \approx n_0 \left[ 1 + \frac{e\varphi(x)}{kT} \right]. \quad (6)$$

С учетом (6) выражение (3) примет вид

$$\rho(x) = -\frac{n_0 e^2 \varphi(x)}{kT}. \quad (7)$$

Подставляя выражение (7) в (2), запишем

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = \lambda^2 \varphi(x), \quad (8)$$

$$\text{где } \lambda^2 = n_0 e^2 / \epsilon \epsilon_0 kT. \quad (9)$$

При  $x = 0$ ,  $\varphi = \varphi_s$  и  $x \rightarrow \infty$ ,  $\varphi = 0$  найдем решение уравнения (8) в виде

$$\varphi(x) = \varphi_s \exp(-\lambda x). \quad (10)$$

Величина  $\lambda = 1/L_d$  имеет размерность длины и носит название дебаевой длины (по имени физика Дебая) или длины экранирования. Длина экранирования есть расстояние, на котором потенциал в полупроводнике изменяется в  $e$  (2,7) раз за счет экранирующего действия свободных носителей заряда.

Величина  $L_d$  для электронного полупроводника описывается выражением

$$L_d = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{n_0 e^2}}. \quad (11)$$

Аналогичное выражение записывается и для дырочного и собственного полупроводников путем замены  $n_0$  на  $p_0$  или на  $n_i$  соответственно.

Глубина проникновения электрического поля, создаваемого объемным зарядом, составляет несколько тысяч атомных слоев. Причем полная энергия электрона в полупроводнике равна сумме энергий электрона без поля и энергии в поле объемного заряда, т. е.

$$E(x) = E + e\varphi(x). \quad (12)$$

В объеме полупроводника, где  $\varphi(x) = 0$ , энергия электрона равна  $E$ . По мере приближения к поверхности величина  $E$  растет с ростом потенциала  $\varphi(x)$  (см. рис. 2). Смещение испытывают все уровни энергии, в том числе и дискретные уровни атомов примесей, лежащих в запрещенной зоне.

### КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

Наряду с поверхностными состояниями на параметры контакта металл-полупроводник в значительной мере влияет контактная разность потенциалов, возникающая за счет перехода электронов из материала с малой работой выхода в материал с большой работой выхода. Этот переход осуществляется до полного выравнивания уровней Ферми контактирующих материалов, т. е. металла и полупроводника. Контактная разность потенциалов  $\varphi_k$  в этом случае (без учета поверхностных состояний) описывается выражением

$$\varphi_k = (A_M - A_P)/e, \quad (13)$$

где  $A_M, A_P$  — работа выхода электрона из металла и полупроводника соответственно.

Величина  $\varphi_k$  имеет значение порядка нескольких десятых долей или единиц вольта. Это возможно при переходе из полупроводника в металл не менее  $10^{17}$  электронов.

В металле поверхностная плотность электронов достигает  $10^{18} \text{ м}^{-2}$ , поэтому лишь часть электронов поверхностного слоя обеспечивает требуемую плотность заряда для возникновения  $\varphi_k$ . Следует отметить, что практически  $\varphi_k$  полностью падает на области объемного заряда в полупроводнике, так как из-за большой концентрации электронов область объемного заряда в металле очень тонка. Распределение потенциала при поверхностном слое полупроводника аналогично распределению, описываемому выражением (10), в котором вместо величины  $\varphi_s$  подставляются значения  $\varphi_k$ .

Толщину слоя объемного заряда  $d$ , зависящую от  $\varphi_k$ , можно определить из уравнения Пуассона, если учесть, что при  $\varphi(x) > 0$

можно пренебречь зарядом  $en(x)$ . Это означает, что в уравнении (13) значение  $n(x) \approx 0$ , и уравнение (2) примет вид

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\epsilon\epsilon_0} \quad (14)$$

Обозначим  $W_n = -e\varphi$ , тогда (14) можно переписать в следующем виде

$$\frac{d^2 W_n}{dx^2} = \frac{e^2 N_d}{\epsilon\epsilon_0} \quad (15)$$

Решением этого уравнения будет выражение

$$W_n(x) = \frac{eN_d}{2\epsilon\epsilon_0} (d_n - x)^2, \quad (16)$$

где  $d_n$  — толщина проникновения поля в полупроводник  $n$ -типа.

Вблизи поверхности полупроводника ( $x=0$ ,  $\varphi = \varphi_k$ ,  $W_n(x) = e\varphi_k$ ),

$$e\varphi_k = \frac{e^2 N_d}{2\epsilon\epsilon_0} d_n^2, \quad (17)$$

$$d_n = \sqrt{\frac{2\varphi_k \epsilon\epsilon_0}{eN_d}}. \quad (18)$$

Аналогичное выражение можно получить для дырочного полупроводника.

Если полупроводник, на котором имеется поверхностный заряд (рис. 3,а), привести в контакт с металлом, то контактное поле заряда на металле наложится на поле поверхностного заряда.

Если металл заряжается отрицательно, а поверхность полупроводника  $n$ -типа (рис. 3,б) положительно, то  $e\varphi_k$  при этом увеличивается. Если металл заряжается положительно (см. рис. 3,в), а поверхность полупроводника отрицательно, то величина  $e\varphi_k$  будет уменьшаться. В последнем случае  $A_n > A_m$ , поэтому электроны из металла переходят в полупроводник, образуя отрицательный объемный заряд на его поверхности. Электрическое поле этого заряда проникает в глубь полупроводника на величину  $d_n$ , уменьшая при этом энергию электронов, приводящую к искривлению энергетических уровней к низу (рис. 3,в).

При большой плотности уровней на поверхности полупроводника ( $\varphi_s$  велико) изменение заряда на этих уровнях практически полностью компенсирует контактное поле металла, и высота потенциального барьера контакта металл-полупроводник определяется в этом случае величиной  $e\varphi_s$  и не зависит от типа контактного материала. Влияние поверхностных состояний на свойства контакта металл-полупроводник устраняется при сплавлении металла в полупроводник и образовании слоя, обогащенного основными носителями заряда.

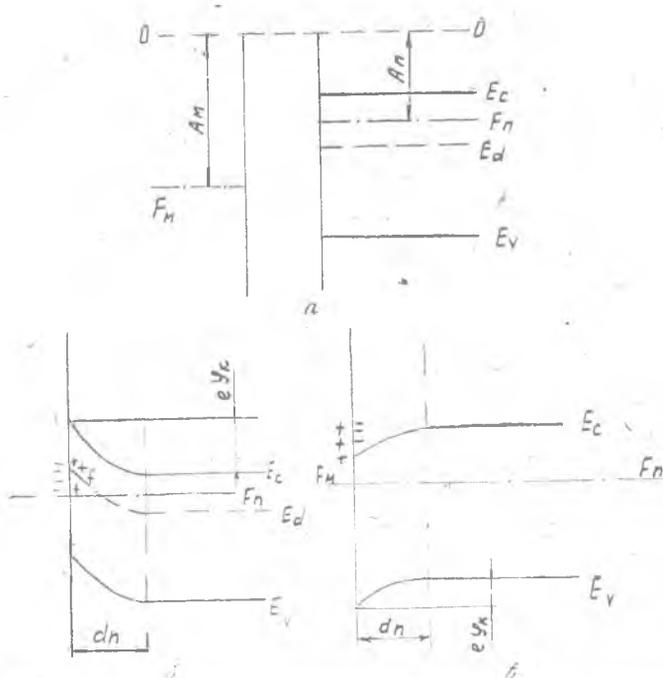


Рис. 3. Энергетические уровни в области контакта металл-проводник при: а — при наличии зазора между ними; б —  $A_M > A_n$ ; в —  $A_M < A_n$

### ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Рассмотрим характер изменения величины потенциального барьера  $e\psi(x)$  на выпрямляющем контакте металл-полупроводник при приложении внешнего электрического поля (рис. 4,а,б,в).

Толщина запирающего слоя при этом будет изменяться согласно выражениям

$$dn_1 = \left[ \frac{2 \epsilon \epsilon_0 (\varphi_k + U)}{en} \right]^{1/2}, \quad (19)$$

$$dn_2 = \left[ \frac{2 \epsilon \epsilon_0 (\varphi_k - U)}{en} \right]^{1/2}, \quad (20)$$

где  $U$  — величина напряжения, приложенного к контакту.

Высота потенциального барьера со стороны металла остается практически неизменной.

В зависимости от соотношения между толщиной барьера  $d$  и длиной свободного пробега носителей заряда  $\lambda_1$  для решения

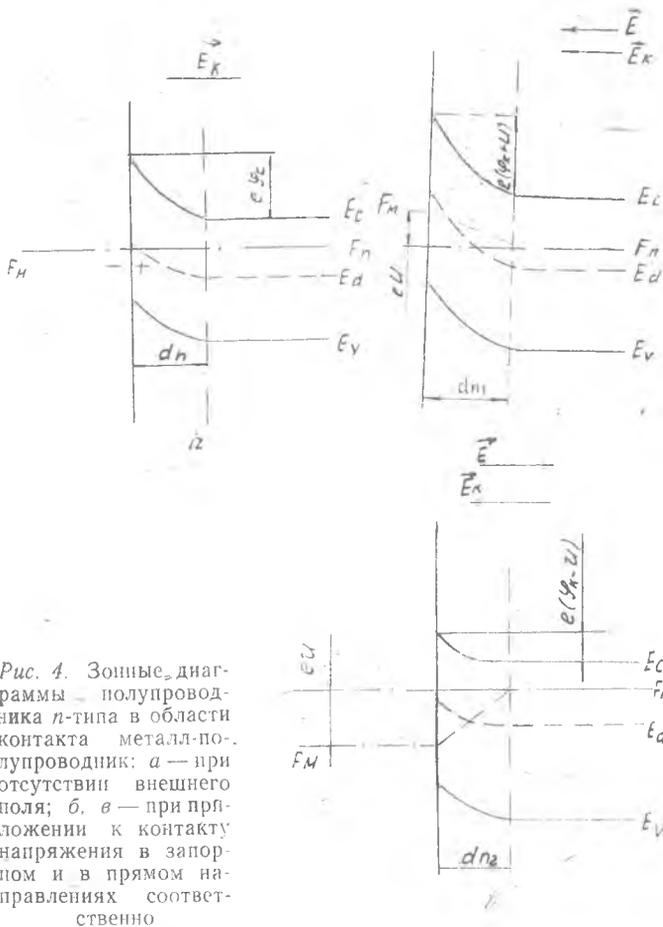


Рис. 4. Зонные диаграммы полупроводника  $n$ -типа в области контакта металл-полупроводник: а — при отсутствии внешнего поля; б, в — при приложении к контакту напряжения в запорном и в прямом направлениях соответственно

задачи о величине проходящего через барьер тока используют две теории — диодную и диффузионную.

Если потенциальный барьер тонкий и свободные носители заряда преодолевают его, испытывая лишь малое число столкновений с решеткой (т. е.  $\lambda_1$  соизмерима с  $d$ ), то расчет величины тока проводится так же, как и для вакуумного диода, только работу выхода заменяют высотой потенциального барьера  $e\phi_k$  и необходимо учитывать обратный термоток из металла в полупроводник. Эта теория получила название диодной. Диодная теория справедлива для полупроводников с высокой подвижностью, таких, например, как германий, кремний, антимонид индия и т. д.

В состоянии термодинамического равновесия и в отсутствие внешнего электрического поля (рис. 4,а) для термотоков из металла в полупроводник и в обратном направлении справедлива формула Дэшмена

$$I_0 = BST^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_k - F_n}{kT}\right) = A \exp\left(-\frac{e\varphi_k - F_n}{kT}\right), \quad (21)$$

где  $(e\varphi_k - F_n)$  — высота потенциального барьера со стороны металла;

$e\varphi_k$  — высота потенциального барьера со стороны полупроводника;

$$A = B \cdot S \cdot T^2 \exp\left(-\frac{F_n}{kT}\right); \quad (22)$$

$$B = \frac{4\pi m^* k^2 e}{h^3}. \quad (23)$$

В случае приложения к контакту внешнего электрического поля наибольшая величина потенциального барьера со стороны полупроводника определяется из уравнения

$$e\varphi = e(\varphi_k \pm U), \quad (24)$$

где знак минус соответствует прямому направлению внешнего поля, а плюс — запиорному. Учитывая сказанное, можно выразить величину тока, обусловленного эмиссией электронов из полупроводника в металл, уравнением следующего вида

$$I_1 = A \exp\left[-\frac{e(\varphi_k \pm U)}{kT}\right], \quad (25)$$

где ток  $I_1$  имеет направление от металла к полупроводнику.

Величина тока, обусловленного термоэмиссией электронов из металла в полупроводник, определяется из уравнения

$$I_2 = I_0 = A \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{kT}\right), \quad (26)$$

так как потенциальный барьер со стороны металла не изменяет своей величины. Ток  $I_2$  имеет направление от полупроводника к металлу.

Полный ток, протекающий через контакт, будет равен разности

$$I = I_1 - I_2 = A \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{kT}\right) \left[ \exp\left(\pm \frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (27)$$

где  $I_s = A \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{kT}\right)$  — ток насыщения в запиорном направлении.

Выражение (27) есть уравнение вольт-амперной характеристики выпрямляющего контакта металл-полупроводник. Знак плюс при  $eU$  соответствует прямому направлению внешнего поля, а знак минус — запиорному.

Если  $\lambda_1$  значительно меньше  $d$ , то при переходе через барьер свободные носители заряда испытывают многократные столкновения с решеткой. В этом случае для вычисления тока, протекающего через потенциальный барьер, необходимо использовать диффузионную теорию.

Наличие в области пространственного заряда контакта металл-полупроводник внутреннего поля, а также неоднородного распределения подвижных носителей заряда приводит к возникновению двух потоков: диффузионного, обусловленного градиентом концентрации, и дрейфового, обусловленного внутренним полем. Полный ток, протекающий через контакт, будет включать в себя дрейфовую  $I_E$  и диффузионную составляющую  $I_D$  тока:

$$I_E = e \mu n E S, \quad (28)$$

$$I_D = e D S \frac{dn}{dx}, \quad (29)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии электронов. (или дырок).

В состоянии термодинамического равновесия и при отсутствии внешнего электрического поля  $I_E = I_D$ . Результирующий ток будет  $I = I_E - I_D = 0$ , так как  $I_E$  и  $I_D$  направлены противоположно друг другу. Используя выражение (4) и учитывая, что  $E = \left| \frac{d\varphi}{dx} \right|$ , можно записать

$$\frac{dn}{dx} = -\frac{en}{kT} \frac{d\varphi}{dx}. \quad (30)$$

Тогда

$$I = enS \frac{d\varphi}{dx} \left( \mu - \frac{eD}{kT} \right) = 0, \quad (31)$$

откуда следует, что коэффициент диффузии и подвижность связаны соотношением Эйнштейна

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \quad (32)$$

При приложении к контакту внешнего электрического поля ток через контакт выражается следующим образом:

$$I = eS \left[ \mu n(x) E - D \frac{dn}{dx} \right] = eSD \left[ \frac{en(x)}{kT} \frac{d(\varphi \pm U)}{dx} - \frac{dn(x)}{dx} \right]. \quad (33)$$

Окончательно после преобразования получим

$$I = I_s \left( \exp \pm \frac{eU}{kT} - 1 \right), \quad (34)$$

$$I_s = e \mu n E S = e n v_d S, \quad (35)$$

где  $v_d = \mu E$  — дрейфовая скорость электрона (дырки) в поле запирающего слоя;

$$E = \left[ \frac{\varphi_k \pm U}{d} \right] \text{ — напряженность поля у границы.}$$

Если к контакту приложить напряжение в пропускном направлении, то  $I_B$  уменьшится, и результирующий ток экспоненциально будет возрастать до тех пор, пока  $U \ll \varphi_k$ . При  $U > \varphi_k$  экспонента переходит в прямую линию (рис. 5).

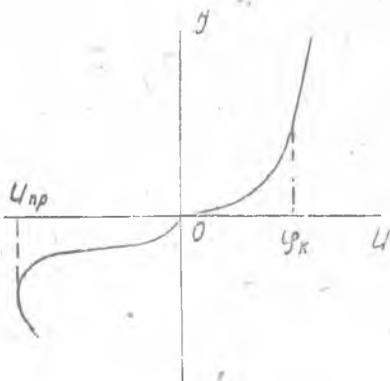


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика выпрямляющего контакта металл — полупроводник

Напряжение, при котором экспонента переходит в прямую линию, частично равно контактной разности потенциалов  $\varphi_k$ .

Как в диодной, так и в диффузионной теориях получаются формально одинаковые выражения для вольт-амперной характеристики выпрямляющего контакта металл-полупроводник. Однако существуют качественные и количественные различия между ними, заключающиеся в следующем:

1. Дрейфовая скорость электрона  $v_d$  всегда меньше тепловой скорости  $v_T$ , поэтому ток насыщения, вычисленный по формуле (35), много меньше тока насыщения, вычисленного по диодной теории.

2. Ток насыщения, определяемый по диодной теории, не зависит от приложенного напряжения, в то время как по соотношению (35) он растет для запирающего направления с ростом прикладываемого к контакту напряжения.

К недостаткам тонкого запирающего контакта ( $\lambda \approx d$ ) следует отнести невозможность достижения высоких пробивных напряжений  $U_{пр}$  из-за увеличения числа свободных носителей за счет электростатической и ударной ионизации. Сильное разогревание контакта, наблюдаемое при этом, приводит к быстрому нарастанию  $I_s$  и пробоем запирающего слоя контакта металл-полупроводник (см. рис. 5).

Выпрямляющие действия точечного контакта могут быть использованы для определения типа проводимости полупроводника. С этой целью на поверхности образца устанавливается S-образный зонд из вольфрамовой проволоки диаметром  $\approx 0,25$  мм с заточенным концом. Если образец обладает электронной проводимостью, то при отрицательном потенциале на полупроводнике ток будет больше по сравнению с током в обратном направлении (т. е. при смене полярности). Технически этот метод реализуется с помощью

вольтметра (авометра), общая клемма которого обычно является положительным полюсом внутреннего источника тока.

Используя малый участок вольт-амперной характеристики выпрямляющего контакта вблизи  $U \approx 0$  при разных температурах, можно найти значение  $\varphi_k$  или величину потенциального барьера  $e\varphi_k$ . Для этого продифференцируем выражение (27) по напряжению  $U$  и определим дифференциальное сопротивление контакта  $R_0$  при нулевом смещении ( $U \approx 0$ ) в зависимости от температуры:

$$\frac{dI}{dU} = A \left( \exp - \frac{e\varphi_k}{kT} \right) \left( \exp \pm \frac{U}{kT} \right) \cdot \frac{e}{kT} \quad (36)$$

$$\text{или } R_0 = \frac{kT}{Ae} \exp \frac{e\varphi_k}{kT} \quad (37)$$

Из выражения (37) видно, что величина  $R_0$  определяется экспоненциальным множителем и слабо зависит от множителя  $kT/Ae$ , поэтому с достаточной степенью точности можно записать

$$R_0 = C \exp \frac{e\varphi_k}{kT} \quad (38)$$

Логарифмируя выражение (38), получим

$$\ln R_0 = \ln C + \frac{e\varphi_k}{kT} \quad (39)$$

Измерив с помощью мостиковой схемы сопротивление  $R_0$  при разных температурах  $T$  и построив график  $\ln R_0 = f(1/T)$ , получим прямую линию, по угловому коэффициенту которой находят контактную разность потенциалов

$$\varphi_k = \frac{k}{e} \operatorname{tg} \alpha = \frac{k \Delta (\ln R_0)}{e \Delta \left( \frac{1}{T} \right)} = \frac{k}{e} \frac{\ln \frac{R_{01}}{R_{02}}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}, \quad (40)$$

где  $R_{01}, R_{02}$  — дифференциальные сопротивления контакта при температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Явления, протекающие в области контакта металл-полупроводник, становятся определяющими при формировании параметров приборов типа металл-диэлектрик-полупроводник и диодов Шоттки, так как основная часть приложенного к прибору напряжения падает на слое диэлектрика или на потенциальном барьере неомического контакта металл-полупроводник. Переходное сопротивление, возникающее в области контакта металла с полупроводником, проявляется посредством скачка потенциала на токо-

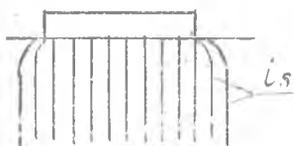


Рис. 6. Распределение силовых линий тока в структуре металл — полупроводник

вых электродах. Количественно величина этого скачка определяется наличием потенциального барьера в месте соприкосновения металла с полупроводником и переходного сопротивления, обусловленного токами растекания  $i_r$  (рис. 6). Определение величины скачка на токовых электродах и характера распределения потенциала вдоль полупроводника осуществляют, используя схему рис. 7.

Методика приготовления образца заключается в следующем. На поверхности исследуемого образца формируют шесть (или более) электродов на одной прямой линии. Электроды изготавливают либо в виде тонких слоев металла, либо в виде тонких металлических игл (зондов), выполненных из вольфрама и укрепленных в держателе на изоляционной панели (оргстекло, фторопласт, полистирол). Расстояние между электродами устанавливается одинаковым (1 ... 2 мм).

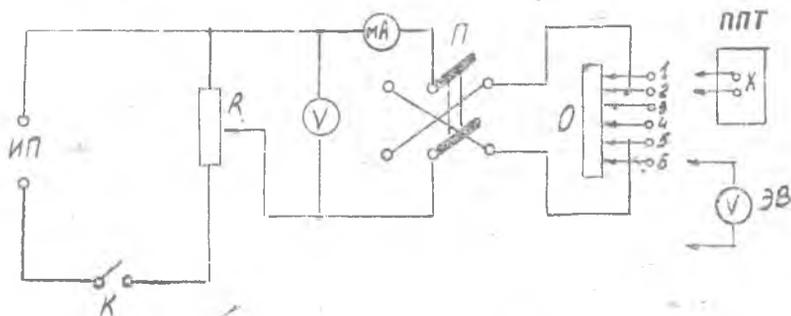


Рис. 7. Принципиальная схема измерения распределения потенциала вдоль полупроводника: ИП — источник питания постоянного тока на 1,2...100 В; O — исследуемый образец; ЭВ — электростатический вольтметр; ППТ — потенциометр постоянного тока

От делителя напряжения  $R$  к электродам 2,5, подводятся напряжения источника питания. Для определения характера распределения потенциала в области токовых контактов используются электроды 1, 3, 4, 6. При прохождении постоянного тока через образец напряжение, подаваемое от источника питания, падает на объемном сопротивлении полупроводника и на контактах токовых электродов. Потенциометром или электростатическим вольтметром измеряют падение напряжения между электродами. Для этого подсоединяют минус потенциометра к отрицательному токовому электроду 2 и 5 и поочередным подключением плюса к электродам

1, 2, 3, 4, 5, 6 измеряют их потенциалы ( $U_1, U_2, U_3, U_4, U_5, U_6$ ). Для исключения влияния выпрямляющих свойств токовых электродов переключателем П изменяют полярность напряжения, приложенного к электродам 2, 5, и установив делителем напряжения  $R$  прежнее значение тока  $I$ , вновь измеряют величину потенциала на электродах 1, 2, 3, 4, 5, 6 ( $U'_1, U'_2, U'_3, U'_4, U'_5, U'_6$ ). Расстояние между электродами измеряют с помощью отсчетного микроскопа или штангенциркуля.

По результатам измерений строят график, откладывая по оси ординат потенциалы на электродах, а по оси абсцисс расстояние между электродами. Следует отметить, что электроды 1 и 6 вне токовых электродов 2 и 5, поэтому в области электродов 1—2, 5—6 отсутствует падение напряжения в объеме полупроводника.

На рис. 8 это показано отрезками кривой, параллельными оси абсцисс. Измеряемая на этих электродах величина характеризует скачок потенциала на контакте металл-полупроводник и отличается на графике отрезками кривой, параллельными оси ординат  $\Delta U_2, \Delta U'_2, \Delta U_5, \Delta U'_5$ . В зависимости от типа материала (германий, кремний, сернистый кадмий и т. д.) и его кристаллической структуры (монокристалл, поликристалл, аморфный) даже при слабом освещении исследуемого образца наблюдаются паразитные скачки потенциала, достигающие 2—90% от приложенного напряжения. Причем эти скачки практически не зависят от материала электродов и обусловлены наличием потенциальных барьеров на поверхности полупроводника у электродов и неоднородностью его структуры.

Различие величин падения напряжения на отрицательных и положительных электродах объясняется наличием инжекции носителей заряда из области объемного заряда контакта металл-полупроводник, т. е. принцип работы его адекватен работе  $p-n$  перехода.

Если падение напряжения на токовых электродах  $\Delta U_2, \Delta U'_2, \Delta U_5, \Delta U'_5$ , а между зондами 3, 4,  $\Delta U_{3,4}, \Delta U'_{3,4}$ , то контактные сопротивления и сопротивление объема полупроводника можно вычислить, используя закон Ома:

$$R_2 = \frac{\Delta U_2}{I}, \quad R'_2 = \frac{\Delta U'_2}{I}, \quad (41)$$

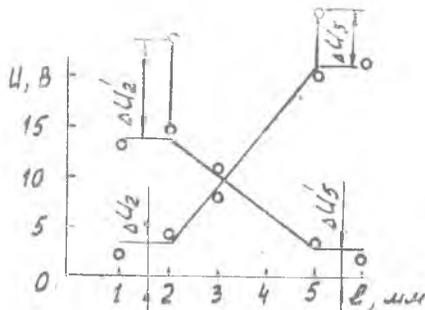


Рис. 8. Распределение потенциала вдоль полупроводникового образца: 2,5 — токовые электроды; 1, 3, 4, 6 — измерительные зонды

$$R_5 = \frac{\Delta U_5}{I}, \quad R_5' = \frac{\Delta U_5'}{I}, \quad (42)$$

$$R_{3,4} = \frac{\Delta U_{3,4}}{I}, \quad R'_{3,4} = \frac{\Delta U'_{3,4}}{I}. \quad (43)$$

Величину сопротивлений рассчитывают для нескольких значений тока  $I$ . Полученные результаты сводят в таблицу и вычисляют среднее арифметическое для каждого значения.

Контактную разность потенциалов определяют с помощью мостовой схемы (рис. 9), в одно из плеч которой включен исследуемый точечный диод, например,  $D2E$ ,  $DKU$ , с дифференциальным сопротивлением  $R_0$ . В качестве мостовой схемы используется мост типа МВЛ-47. К клеммам моста  $X$  подключается исследуемый диод, а на клеммы  $B$  подается малое переменное напряжение величиной  $U \ll \varphi_k$ , где  $\varphi_k$  — контактная разность потенциалов. Нулевой ток в диагонали моста устанавливается с помощью виброгальванометра с усилителем или индикатором нуля осциллографического типа, например У2—7.

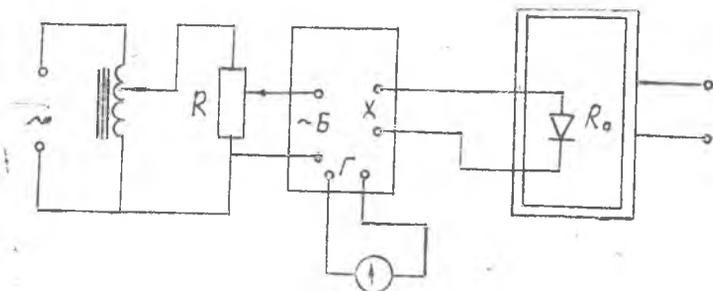


Рис. 9. Принципиальная схема измерения контактной разности потенциала

Исследуемый контакт металл-полупроводник (импульсный диод) помещают в термостат. Изменяя температуру в термостате через каждые 10 градусов от комнатной температуры до 400 К и измеряя величину сопротивления, определяют контактную разность потенциалов, используя выражение (40).

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с приборами экспериментальной установки.
2. Собрать схему согласно рис. 7.
3. Исследовать зависимость распределения потенциалов вдоль полупроводникового образца. Значения токов  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  взять у преподавателя (лаборанта).

4. Собрать схему согласно рис. 9.
5. Измерить дифференциальное сопротивление точечного контакта металл-полупроводник.
6. Провести вычисления, используя выражения (40)—(43).

## СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Отчет выполняют на листах формата 11 и начинают с титульного листа.
2. Цель работы.
3. Задание.
4. Перечень приборов, используемых в эксперименте.
5. Чертеж принципиальной схемы.
6. Таблицы экспериментальных данных.
7. Графики.
8. Расчет величин контактной разности потенциалов, контактного сопротивления и сопротивления участков полупроводника между зондами.
9. Выводы с кратким изложением физических основ контакта металл-полупроводник.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объяснить природу поверхностных состояний.
2. Какие поверхностные состояния называют быстрыми и какие медленными?
3. Что такое дебаева длина экранирования?
4. Объяснить причины возникновения контактной разности потенциалов.
5. Типы зонных диаграмм контакта металл-полупроводник.
6. Методика расчета контактной разности потенциалов.
7. Запирающие и антизапорные свойства контакта металл-полупроводник.
8. Почему при контакте металла с полупроводником электрическое поле проникает глубоко в полупроводник и практически не проникает в металл?
9. Двудная теория контакта металл-полупроводник.
10. Диффузионная теория контакта металл-полупроводник.
11. Вольт-амперная характеристика контакта металл-полупроводник.
12. Принцип работы экспериментальной установки.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Павлов Л. П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. М.: Высшая школа, 1975. С. 171—202.
2. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977 С.583—590.