

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ:
Определение основных параметров
полупроводниковых материалов**

Учебно-методическое пособие

Составители:

П. В. Середин, В. А. Терехов

Воронеж
Издательство «Научная книга»
2020

УДК 537.86(075)

ББК 385я73

Р е ц е н з е н т:
доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой физики полупроводников и микроэлектроники
Е. Н. Бормонтов

<p style="text-align: center;">ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ: Определение основных параметров полупроводниковых материалов : учебно-методическое пособие / сост.: П. В. Середин, В. А. Терехов. – Воронеж : Научная книга, 2020. – с.</p> <p style="text-align: center;">ISBN</p> <p>Цель пособия – формирование базовых знаний в области физических основ работы и принципов действия полупроводниковых приборов и устройств, а также фундаментальных свойств материалов, лежащих в их основе. В первой части пособия рассмотрены вопросы определения основных параметров полупроводниковых материалов.</p> <p>Рекомендовано для студентов, изучающих дисциплину «Физические основы электроники» и обучающихся по направлению 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника», профиль «Интегральная электроника и наноэлектроника».</p>
--

УДК 537.86(075)
ББК 385я73

© Середин П. В., Терехов В. А.,
составление, 2020

©

СОДЕРЖАНИЕ

РАБОТА 1. Зондовые методы определения удельного сопротивления полупроводников.....	4
РАБОТА 2. Определение контактной разности потенциалов между полупроводником и металлом	11
РАБОТА 3. Определение диффузионной длины и времени жизни неравновесных носителей тока в полупроводниках.....	21
РАБОТА 4. Изучение оптического поглощения полупроводников	28

РАБОТА 1

Зондовые методы определения удельного сопротивления полупроводников

Удельное сопротивление ρ является одной из важнейших характеристик полупроводниковых материалов. Без знания этой величины невозможно как проведение большинства исследований по физике полупроводников, так и производство полупроводниковых материалов и приборов.

Измерить удельное сопротивление полупроводников методами, которые обычно используются для измерения этой величины у металлов (с помощью амперметра и вольтметра или мостовой схемы), невозможно, так как в обоих этих случаях в результаты измерений войдут переходные сопротивления на контактах металл-полупроводник, которые могут во много раз превосходить сопротивление измеряемого образца. Поэтому при измерении удельного сопротивления полупроводников используют компенсационные методы, которые исключают влияние переходных сопротивлений контактов на результаты измерения ρ . В качестве таких компенсационных методов используются двухзондовый и четырехзондовый методы.

Двухзондовый метод

Принципиальная схема двухзондового метода измерения удельного сопротивления полупроводника на рис. 1.1.

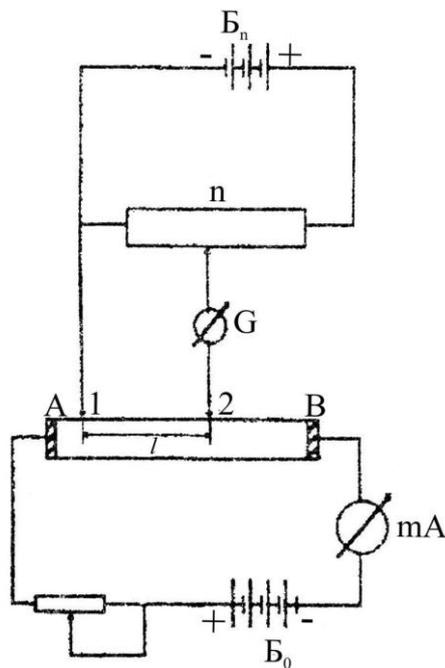


Рис. 1.1. Принципиальная схема измерения удельного сопротивления полупроводников компенсационным методом

К измеряемому образцу AB от батареи B_0 подводится ток J . На расстоянии l друг от друга к образцу прижаты два измерительных зонда 1 и 2, к которым через потенциометр Π и гальванометр G включено напряжение от батареи B_m . Если с помощью потенциометра Π цепь будет сбалансирована, т. е. разность потенциалов между зондами $U_{изм}$ будет равна падению напряжения на потенциометре U_n , то ток через гальванометр будет равен нулю и, следовательно, в момент баланса ток через измерительные зонды также равен нулю. А так как тока через контакты зонд-полупроводник не будет, то переходные сопротивления контактов не будут влиять на результаты измерения удельного сопротивления полупроводника. Измеряя падение напряжения U_n в момент баланса ($U_n = U_{изм}$) и ток через образец J , можно определить ρ по известной формуле $\rho = \frac{U_{изм}}{J} \cdot \frac{S}{l}$, где S – сечение образца.

Вследствие разогрева образца полупроводника проходящим током, всегда существует некоторый градиент температуры вдоль образца, который вызывает появление термоэдс на измерительных зондах. Величина этой термоэдс может быть значительной, что приводит к ошибкам в измерениях. Так как величина и направление термоэдс в течение достаточно большого времени остаются постоянными, то влияние термоэдс можно исключить, если измерять удельное сопротивление образца при различных направлениях тока, проходящего через образец. Тогда при одном направлении тока величина термоэдс будет складываться с падением напряжения между измерительными зондами, а в другом – вычитаться из него. Беря среднее арифметическое значение падений напряжений для двух направлений тока, получим действительное значение падения напряжения между зондами, исключив тем самым термоэдс.

Схема для измерения удельного сопротивления при различных направлениях тока приведена на рис. 1.2.

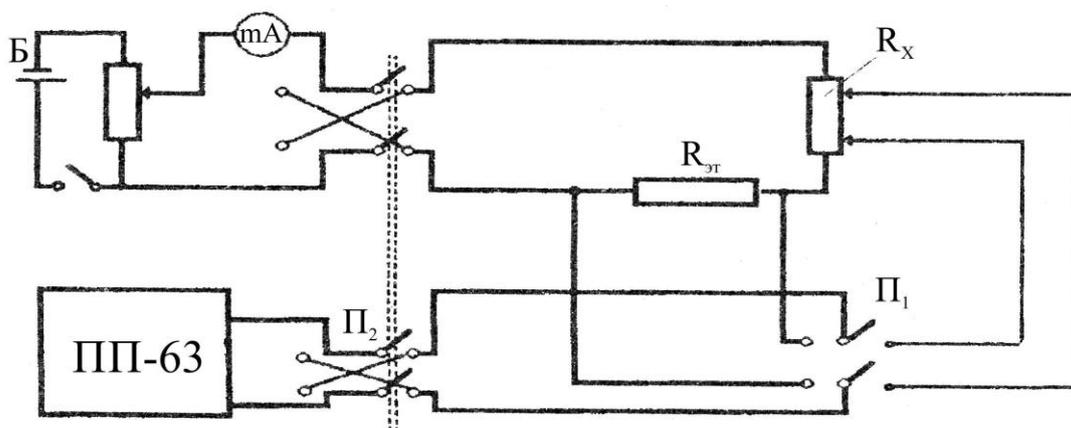


Рис. 1.2. Схема двухзондового метода измерения удельного сопротивления

Исследуемый образец зажимают между двумя токопроводящими электродами. К боковой поверхности образца на расстоянии l друг от друга прижимают два зонда. Зонды представляют собой металлические иглы. Для германия и кремния в качестве материала для зондов чаще всего используют иглы из вольфрамовой проволоки.

Удельное сопротивление части образца ρ , заключенной между зондами, определяют по формуле

$$\rho = R_x \cdot \frac{S}{l},$$

где S – поперечное сечение образца, l – расстояние между зондами.

Величину R_x можно определить, измеряя падение напряжения между зондами U_x и на эталонном сопротивлении – $U_{\text{эт}}$. В этом случае будем иметь $\frac{U_x}{U_{\text{эт}}} = \frac{R_x}{R_{\text{эт}}}$ или $R_x = R_{\text{эт}} \frac{U_x}{U_{\text{эт}}}$.

Тогда удельное сопротивление определяется по формуле

$$\rho = R_{\text{эт}} \frac{U_x}{U_{\text{эт}}} \cdot \frac{S}{l}. \quad (1.1)$$

Падение напряжения U_x и $U_{\text{эт}}$ измеряют с помощью потенциометра ПП-63 (см. описание) при двух противоположных направлениях тока, используя для этой цели переключатели $П_2$ и $П_3$. При измерении двухзондовым методом определяется некоторая средняя величина сопротивления образца между зондами, что при неоднородных образцах приводит к ошибкам. Для повышения точности измерения расстояние между зондами делают минимальное.

Из формулы (1.1) следует, что при двухзондовом методе определения ρ надо знать поперечное сечение S образца, т. е. надо использовать образцы простой геометрической формы, что является существенным недостатком этого метода.

Для определения удельного сопротивления образцов произвольной формы пользуются четырехзондовым методом.

Четырехзондовый метод

Принципиальная схема четырехзондового метода отличается от таковой для двухзондового только тем, что токовые контакты АВ (рис. 1.1) заменяются зондами и все четыре зонда располагаются на поверхности образца вдоль прямой линии на известном расстоянии друг от друга (рис. 1.3).

Через наружные (токовые) зонды пропускается электрический ток, а с помощью внутренних (потенциальных) зондов измеряется разность потенциалов, по величине которой судят об удельном сопротивлении образца в данной области.

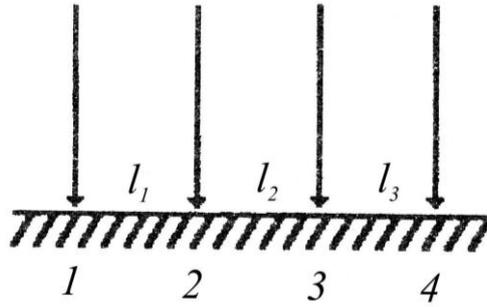


Рис. 1.3

Каждая точка касания любого из зондов может рассматриваться как точка контакта, через которую идет ток J . Полагая, что ток течет от точки контакта во всех направлениях, и принимая точку контакта за центр полусферы радиусом r (рис. 1.4), расположенной в исследуемом образце, можем записать разность потенциалов между A и точечным контактом, через который идет ток, $\varphi_A = \frac{j}{\sigma} \cdot r$, где r – расстояние точки A от зонда, j – плотность тока в точке A , σ – удельная электропроводность материала в точке A .

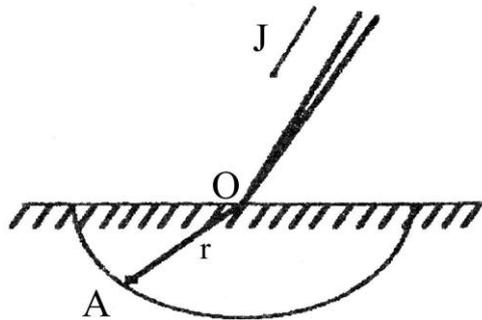


Рис. 1.4

Полный ток через контакт $J = jS = j2\pi r^2$, тогда $\varphi_A = \frac{J}{2\pi r\sigma} = \frac{\rho J}{2\pi} \cdot \frac{1}{r}$.

Так как для выполнения измерений крайние (первый и четвертый) зонды присоединяют к полюсам источника постоянного тока, то потенциал в любой точке образца определится как разность потенциалов, возникающих при прохождении тока по зондам 1 и 4, т. е.

$$V = \frac{\rho J}{2\pi} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

где r_1 и r_4 – расстояние до данной точки от первого и четвертого зондов соответственно.

Если мы вместо r_1 и r_4 подставим реальные расстояния между токопроводящими и измерительными зондами, то мы можем найти потенциалы точек 2 и 3.

Потенциал в точке касания второго зонда

$$V_2 = \frac{\rho J}{2\pi} \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2 + l_3} \right).$$

Потенциал в точке касания третьего зонда

$$V_3 = \frac{\rho J}{2\pi} \left(\frac{1}{l_1 + l_2} - \frac{1}{l_3} \right).$$

Разность потенциалов между точками 2 и 3, измеряемая потенциальными зондами,

$$V = V_2 - V_3 = \frac{\rho J}{2\pi} \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2 + l_3} - \frac{1}{l_1 + l_2} + \frac{1}{l_3} \right).$$

Отсюда удельное сопротивление

$$\rho = \frac{V}{J} \frac{2\pi}{\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_3} - \frac{1}{l_1 + l_2} - \frac{1}{l_2 + l_3} \right)}. \quad (1.2)$$

Если расстояния между зондами одинаковы, т. е. $l_1 = l_2 = l_3 = l$, то выражение (1.2) существенно упрощается

$$\rho = \frac{V}{J} \cdot 2\pi l.$$

Таким образом, зная ток, проходящий через крайние зонды, разность потенциалов между измерительными зондами, можно определить удельное сопротивление образца.

Ток J обычно находят по падению напряжения $V_{\text{эт}}$, на эталонном сопротивлении $R_{\text{эт}}$, включенном последовательно в цепь крайних зондов. Тогда

$$\rho = R_{\text{эт}} \frac{V}{V_{\text{эт}}} \cdot 2\pi l. \quad (1.3)$$

Величины падения напряжения на средних измерительных зондах и эталонном сопротивлении измеряют компенсационным методом.

Следует отметить, что для того, чтобы создать хороший контакт между зондами и полупроводниковым материалом, а также исключить инжекцию носителей в объем образца, его поверхность должна быть хорошо отшлифована (шлифовка увеличивает поверхностную рекомбина-

цию).

Схема измерительной установки и порядок выполнения работы

Измерительная установка собрана по такой схеме (рис. 1.5), что дает возможность производить измерения и двухзондовым, и четырехзондовым методом. Для этого необходимо лишь выбрать и подключить соответствующую микроголовку (двухзондовую или четырехзондовую).

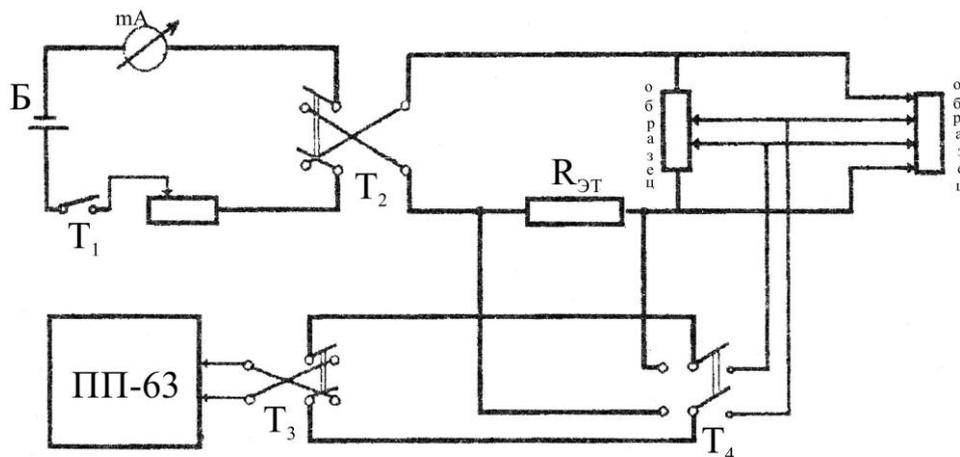


Рис. 1.5. Схема измерительной установки

При двухзондовом методе измерения исследуемый образец зажимается между контактами держателя, и на него опускаются зонды. При установке зондов необходимо следить, чтобы они располагались на одной прямой и примерно посередине образца. При четырехзондовом методе измерения исследуемый образец кладется на изолирующую подставку, после чего на его поверхность при помощи винта опускается измерительная головка.

Падение напряжения между измерительными зондами U_x (тумблер T_4 в положении «образец») измеряется методом компенсации – сравнением с падением напряжения $U_{ЭТ}$ создаваемым на эталонном сопротивлении $R_{ЭТ} = 500 \text{ Ом}$ (тумблер T_4 в положении «эталон») источником напряжения B с помощью реостата R . В качестве индикатора в компенсационную цепь включен нуль-гальванометр, нулевое положение которого указывает на равенство падений напряжений U_x и $U_{ЭТ}$. Тумблеры T_2 и T_3 служат для изменения направления тока через образец и изменения полярности подключения гальванометра в схему измерения.

Реостатом R устанавливается измерительный ток, который не должен превышать 1 mA , так как большой ток может нагревать образец, и сопротивление его изменится.

Измерив поперечное сечение образца и зная расстояние между зондами, по формуле (1.1) вычисляется удельное сопротивление полупроводника при измерении двухзондовым методом.

При измерении удельного сопротивления четырехзондовым методом расчет удельного сопротивления производится по формуле (1.3). Расстояние между зондами у двухзондовой головки 1,5 мм, у четырехзондовой – 0,33 мм.

ЗАДАНИЕ

1. Изучить принципиальную и монтажную схему установки и описание прибора ПП-63.
2. Измерить удельное сопротивление германия двухзондовым методом при двух различных значениях тока через образец.
3. Вычислить среднее из полученных значений ρ .
4. Измерить удельное сопротивление германия и кремния четырехзондовым методом при нескольких значениях тока.
5. Вычислить среднее значение ρ для каждого образца.
6. Определить электрическую однородность образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шалимова К. В.* Физика полупроводников : учебник для вузов / К. В. Шалимова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
2. *Павлов Л. П.* Методы измерения параметров полупроводниковых материалов : учебник для вузов / Л. П. Павлов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Высш. шк., 1987. – 239 с.
3. *Ковтонюк Н. Ф.* Измерение параметров полупроводниковых материалов / Н. Ф. Ковтонюк, Ю. А. Концевой. – М. : Metallургия, 1970. – 432 с.

РАБОТА 2

Определение контактной разности потенциалов между полупроводником и металлом

Работа выхода

Контактная разность потенциалов – разность потенциалов, возникающая между двумя разнородными телами (металлами, полупроводниками) при их непосредственном соприкосновении. Причиной возникновения к. р. п. является наличие в металлах и полупроводниках электронов проводимости, которые переходят при соприкосновении от одного тела к другому до тех пор, пока между обоими телами не установится разность потенциалов, препятствующая дальнейшему преимущественному переходу электронов из одного тела во второе. Эта установившаяся разность потенциалов и будет к. р. п. Переход электрона от одного тела к другому возможен, если будет затрачена некоторая работа по отрыву электрона от данного тела. Эта работа называется работой выхода, и она равна разности энергий электрона в свободном состоянии и в кристаллической решетке. Так как в кристалле много энергетических уровней, то работа выхода определяется неоднозначно, и потому существует несколько определений работы выхода.

Та минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону, находящемуся на дне зоны проводимости, для того, чтобы он мог выйти из полупроводника и стать свободным, называется внешней работой выхода. На рис. 2.1 она обозначена как A_0 . Внешняя работа выхода является постоянной для данной решетки, т. к. энергетическая глубина зон по сравнению с уровнем свободного электрона всецело определяется кристаллической структурой и не может сколько-нибудь заметно зависеть от присутствия примесей и т. п.

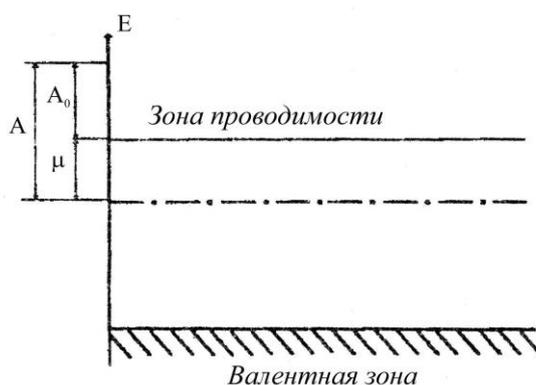


Рис. 2.1

Величина внешней работы выхода для различных полупроводников составляет от 1 до 6 эВ. Часто, особенно когда выбрасывание электрона происходит под действием теплового движения (термоэлектронная эмис-

сия), пользуются понятием термодинамической работы выхода, отсчитываемой от уровня Ферми μ . На рис. 2.1 она обозначена как A . Нетрудно показать, что

$$A = A_0 \mp \mu (\mu < 0). \quad (2.1)$$

Следует обратить внимание, что в полупроводниках уровень Ферми лежит обычно в запрещенной зоне, а поэтому на нем нет электронов. Термодинамическая работа выхода, обычно называемая просто работой выхода, не является постоянной для данной кристаллической решетки, особенно в случае полупроводников, так как положение уровня Ферми относительно зон полупроводника в значительной степени зависит от наличия примесных центров того или иного рода.

Контакт между металлом и полупроводником

В качестве примера рассмотрим контакт металла с полупроводником n -типа, причем пусть работа выхода из металла A' больше работы выхода из полупроводника A . Зонная модель энергетических уровней металла и полупроводника до образования контакта и в момент их соприкосновения, но до установления равновесия между ними, изображена на рис. 2.2.

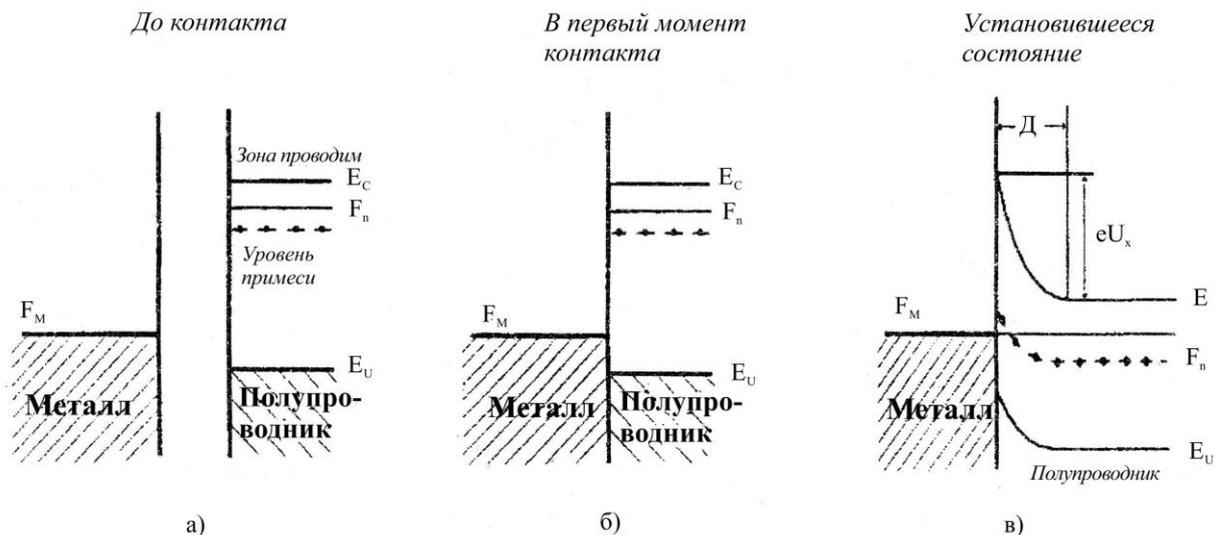


Рис. 2.2. Энергетические уровни металла и полупроводника:
 а) до образования контакта; б) в первый момент соприкосновения;
 в) при динамическом равновесии

Благодаря тепловому движению электроны полупроводника будут переходить в металл, электроны металла в полупроводник.

Покинуть полупроводник могут только те электроны, энергия которых в направлении оси x , перпендикулярной поверхности, равная $\frac{mV_x^2}{2}$,

больше высоты барьера A_0 . При этом скорости V_y и V_z могут быть любые. Найдем, сколько электронов в 1 см^3 объема имеют скорость от V_x до $V_x + dV_x$ при любых V_y и V_z .

Если концентрация электронов в полупроводнике невелика, то они подчиняются статистике Максвелла и число электронов в 1 см^3 , имеющих скорость в интервале от V_x до $V_x + dV_x$, равно

$$n(V_x, V_y, V_z) dV_x dV_y dV_z = \frac{2m^3}{h^3} e^{-\frac{m(V_x^2 + V_y^2 + V_z^2) + \mu}{kT}} dV_x dV_y dV_z. \quad (2.2)$$

Поэтому, чтобы найти количество электронов в 1 см^3 объема, имеющих скорость от V_x до $V_x + dV_x$ при любых V_y и V_z , необходимо проинтегрировать (1) по всем возможным значениям V_y и V_z :

$$n(V_x) dV_x = \frac{2m^3}{h^3} dV_x e^{-\frac{mV_x^2 + \mu}{kT}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mV_y^2}{2kT}} dV_y \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mV_z^2}{2kT}} dV_z.$$

Если введем новую переменную $\xi^2 = \frac{mV^2}{2kT}$ и учтем, что $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \pi^{\frac{1}{2}}$,

получим, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mV_y^2}{2kT}} dV_y = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mV_z^2}{2kT}} dV_z = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$$

и тогда

$$n(V_x) dV_x = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} e^{-\frac{mV_x^2 + \mu}{kT}} dV_x. \quad (2.3)$$

Количество электронов, проходящих через единичную площадку в единицу времени вдоль оси x , когда ось x перпендикулярна границе металла, будет равно

$$dj = \frac{dN}{St} = n(V_x) V_x dV_x, \quad (2.4)$$

где S – площадь поверхности, $dN = n(V_x) S V_x t dV$ – общее количество электронов, обладающих скоростью V_x и находящихся в объеме $S V_x t$, достигающих за время t поверхности. Но не все электроны, достигающие поверхности, пройдут через нее. Потенциальный барьер преодолеют только те

электроны, у которых энергия $\frac{mV_x^2}{2} > A_0$, т. е. электроны, имеющие скорость в направлении оси x ,

$$V_x > V_{\min} = \left(\frac{2A_0}{m}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Суммарный поток таких электронов

$$J = \int_{V_x=V_{\min}}^{\infty} dj = \int_{V_{\min}}^{\infty} n(V_x)V_x dV_x. \quad (2.5)$$

Подставив в формулу (5) $n(V_x)$ из формулы (2.3), получим

$$J = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} e^{+\frac{\mu}{kT}} \int_{V_{\min}}^{\infty} e^{-\frac{mV_x^2}{2kT}} V_x dV_x.$$

При вычислении интеграла снова введем переменную $\xi^2 = \frac{mV_x^2}{2kT}$:

$$\int_{V_{\min}=\left(\frac{2A_0}{m}\right)^{\frac{1}{2}}}^{\infty} e^{-\frac{mV_x^2}{2kT}} V_x dV_x = \frac{kT}{m} \int_{\xi_{\min}^2=\frac{A_0}{kT}}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \frac{kT}{m} e^{-\frac{A_0}{kT}}.$$

Таким образом, суммарный поток будет равен:

$$J = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} e^{-\frac{\mu+A_0}{kT}},$$

$$A = A_0 - \mu,$$

или, следуя формуле (2.1), запишем J в следующем виде:

$$J = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{A}{kT}}, \quad (2.6)$$

поток электронов из металла в полупроводник, как это нетрудно показать, определяется также выражением вида (2.6) и равен

$$J' = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{A'}{kT}},$$

где A – работа выхода из металла, отсчитанная, как и в случае полупроводника, от уровня Ферми до потенциала электрона в вакууме. Так как мы рассматриваем случай, когда $A' > A$, то термоток из полупроводника $J > J'$ термотока из металла. В результате в пограничном слое полупроводника

будет происходить понижение концентрации электронов, и на полупроводнике образуется объемный положительный заряд, источником которого являются ионизированные атомы донорной примеси. На металле возникнет равный ему по величине отрицательный заряд. Между положительно заряженным полупроводником и отрицательно заряженным металлом возникает, таким образом, некоторая разность потенциалов V . Теперь электронам, вылетающим из полупроводника, приходится преодолевать дополнительный потенциальный барьер $\phi = -eV$, для таких электронов работа выхода станет равной $A + \phi$, и поток из полупроводника в металл теперь определяется как

$$J_1 = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{A+\phi}{kT}}.$$

Поток электронов из металла не изменится, т. к. для них высота барьера не изменилась.

Возрастание разности потенциалов V будет продолжаться до тех пор, пока потоки электронов в обе стороны не сравняются:

$$\frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{A+\phi}{kT}} = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{A'}{kT}}. \quad (2.7)$$

Уровни Ферми в состоянии равновесия расположатся на одной прямой, и в пограничном слое полупроводника, толщиной d , называемом заборным слоем, появится потенциальный барьер некоторой высоты eV_k .

Действительно из формулы (2.7) имеем

$$A + \phi = A' \text{ или } \phi = eV_k = A' - A.$$

Таким образом, контактная разность потенциалов V_k между металлом и полупроводником определяется разностью работ выхода электронов контактирующих тел.

Искривление зон вблизи контакта обусловлено наличием внешнего поля $\phi(x) = -eV(x)$, энергия которого прибавляется к энергии электрона в полупроводнике без внешнего поля. Область объемного заряда d , куда проникает контактное поле, достигает в полупроводниках расстояния $10^{-6} - 10^{-4}$ см.

В рассмотренном выше примере контакта электронного полупроводника с металлом, у которого работа выхода электронов была больше работы выхода электронов из полупроводника, у границы полупроводника образуется слой, заряженный положительно. Концентрация электронов в этом слое меньше, чем в объеме, и, следовательно, его сопротивление будет больше, чем в объеме. Поэтому такой слой называется заборным, т. к. он препятствует протеканию тока через контакт (рис. 2.3, а).

В случае же полупроводника p -типа при том же соотношении работ выхода у границы полупроводника образуется слой положительного заряда, обусловленный избыточными дырками. Такой слой, обладая повышен-

ной концентрацией дырок, имеет меньшее сопротивление, чем объем; его называют антизапорным слоем (рис. 2.3, б).

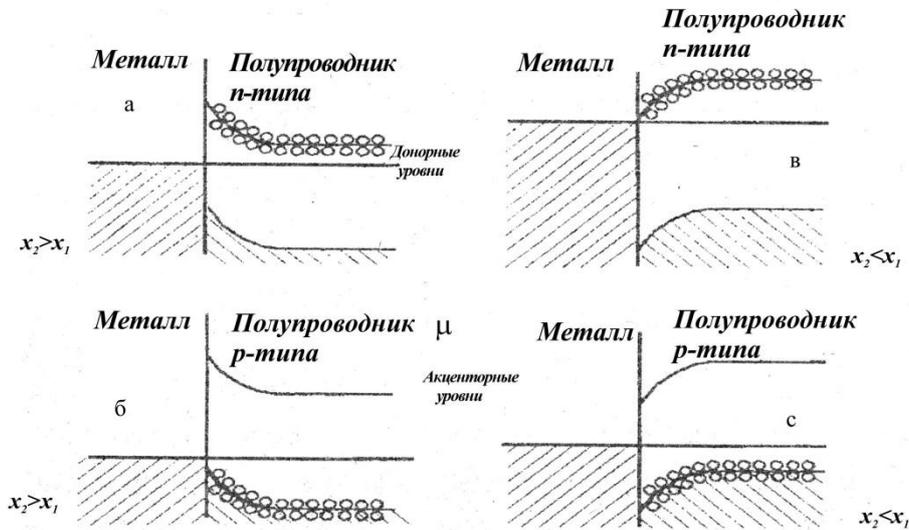


Рис. 2.3. Контакт металла с полупроводниками различного типа проводимости

Если же работа выхода из полупроводника больше, чем из металла, то в контакте металла с полупроводником *n*-типа образуется антизапорный слой, а в контакте металла с полупроводником *p*-типа – запиорный слой (рис. 2.3, в, с).

Вольтамперная характеристика контакта металл-полупроводник

Рассмотрим контакт металл-полупроводник *n*-типа (рис. 2.4, а) при приложении к нему внешнего напряжения U . Пусть работа выхода электронов из металла будет больше работы выхода электронов из полупроводника.

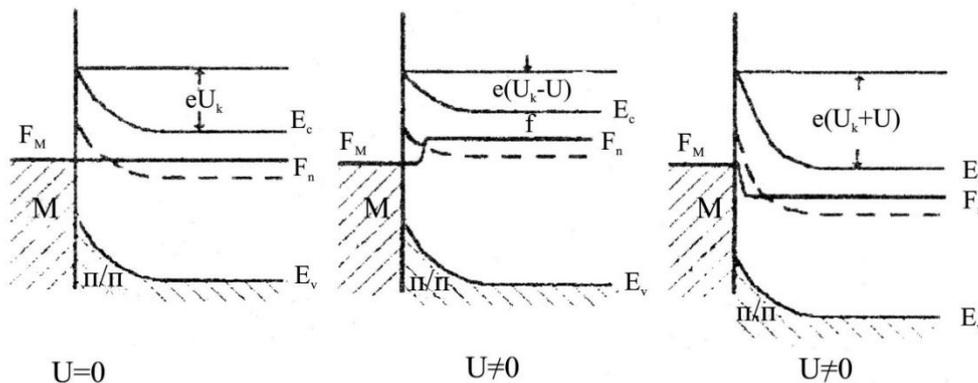


Рис. 2.4. Контакт металла с полупроводником

Тогда в зависимости от полярности внешнего напряжения U уровни энергии полупроводника будут повышаться или понижаться. Если к полу-

проводнику приложен отрицательный потенциал, то концентрация электронов в запирающем слое вследствие компенсации объемного заряда увеличится, его сопротивление уменьшится; и уровни энергии полупроводника поднимутся.

Высота потенциального барьера при этом уменьшается на величину eU (рис. 2.4, б). В результате этого число электронов, переходящих из полупроводника в металл, будет увеличиваться при увеличении напряжения согласно уравнению (2.8). Число же электронов из металла не изменяется, так как оно определяется при данной температуре лишь контактной разностью потенциалов и не зависит от приложенного напряжения (2.9):

$$J_1 = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{e(U_k - U)}{kT}}. \quad (2.8)$$

$$J_2 = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{eU_k}{kT}}. \quad (2.9)$$

Направление приложенного в данном случае напряжения называется прямым (рис. 2.5). При обратном приложении внешнего напряжения уровни энергии в полупроводнике опустятся на величину eU , что приведет к увеличению высоты потенциального барьера со стороны полупроводника (рис. 2.4, в).

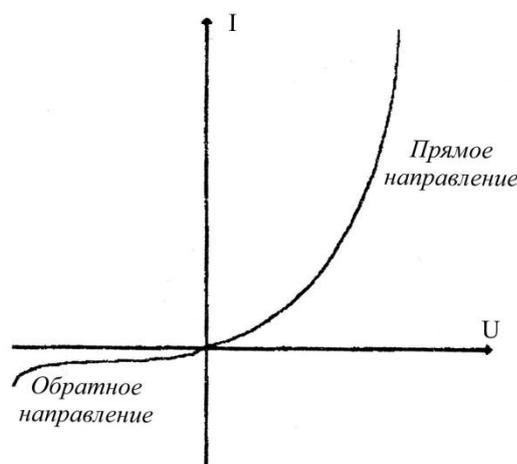


Рис. 2.5. Вольтамперная характеристика контакт металл-полупроводник

В результате поток электронов из полупроводника в металл уменьшится и при увеличении внешнего напряжения будет быстро уменьшаться. При определенной величине приложенного напряжения через контакт будет проходить лишь обратный поток электронов со стороны металла. Величина этого потока обычно очень мала и практически не зависит от приложенного напряжения. Направление приложенного в этом случае напряжения называется обратным или запирающим (рис. 2.5).

Найдем теперь аналитическое выражение вольтамперной характеристики. Для этого, используя соотношения (2.8) и (2.9), найдем результирующий ток через контакт металл-полупроводник:

$$J = J_1 - J_2 = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{eU_k}{kT}} \left(e^{\frac{eU_k}{kT}} - 1 \right) = B \left(e^{\frac{eU_k}{kT}} - 1 \right), \quad (2.10)$$

где

$$B = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{eU_k}{kT}}.$$

Таким образом, мы получили уравнение вольтамперной характеристики контакта металл-полупроводников.

**Метод и описание установки
для определения контактной разности потенциалов**

Значение контактной разности потенциалов U_k можно определить, исследуя вольтамперную характеристику германиевого диода при различных температурах.

Нет необходимости исследования всей вольтамперной характеристики, а можно ограничиться исследованием малого участка ее вблизи $U = 0$, т. е. определить дифференциальное сопротивление контакта R при нулевом смещении в зависимости от температуры. Действительно, из выражения вольтамперной характеристики (10) мы имеем

$$\frac{1}{R} = \left(\frac{dJ}{dU} \right)_{U=0} = \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} \frac{e}{kT} e^{-\frac{eU_k}{kT}},$$

Отсюда

$$R = \frac{h^3}{4\pi m e k T} e^{\frac{eU_k}{kT}}.$$

Зависимость R от температуры определяется практически экспоненциальным множителем. Поэтому с достаточным приближением можно записать:

$$\ln R = \text{const} + \frac{eU_k}{kT}.$$

Это уравнение есть уравнение прямой линии в координатах $\ln R - \frac{1}{T}$

Угловым коэффициентом этой прямой определяет действующую контактную разность потенциалов, т. е.

$$U_k = \frac{k}{e} \text{tg} \alpha.$$

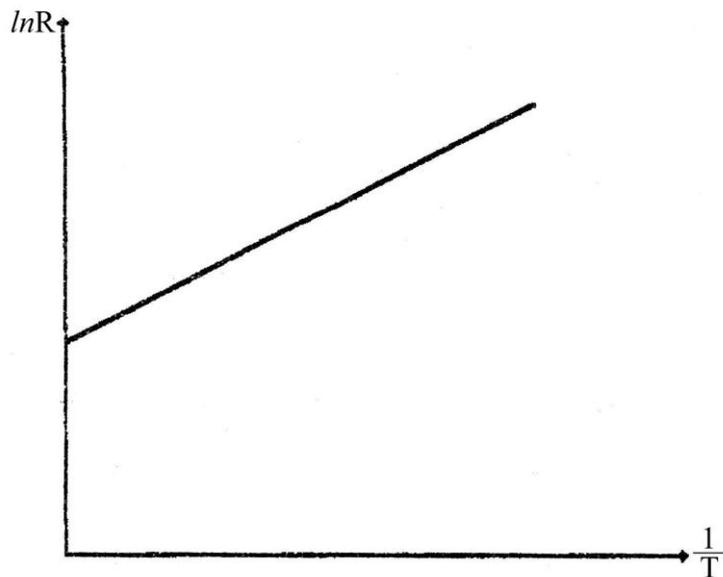


Рис. 2.6. Температурная зависимость дифференциального сопротивления контакта металл – полупроводник

Таким образом, для вычисления необходимо определить тангенс угла наклона прямой, определяющей зависимость $\ln R$ от $\frac{1}{T}$ (рис. 2.6). Установка для определения контактной разности потенциалов представляет собой мостиковую схему, изображенную на рис. 2.7.

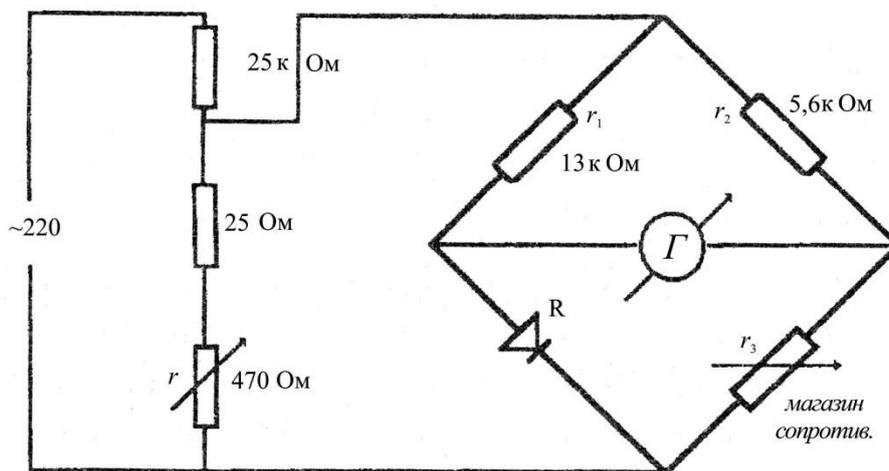


Рис. 2.7. Схема установки для определения к. р. п.

Здесь r_1 , r_2 – эталонные сопротивления, r_3 – магазин сопротивлений, R – германиевый диод. Для подачи малых напряжений на мост используется делитель напряжения. В качестве нулевого прибора используется вибро-

гальванометр. Чувствительность виброгальванометра увеличивается по мере компенсации моста. При этом необходимо следить, чтобы размер световой полосы на шкале гальванометра не выходил за ее пределы. Диод помещен в воздушную печь, температура которой регистрируется термосопротивлением. С помощью универсального вольтметра определяется сопротивление термосопротивления, а по градуировочной кривой определяется температура диода. Постепенно изменяя напряжение, подаваемое с реостата на спираль печи, нагреванием диода до температуры 70 °С, начиная с комнатной температуры, через каждые 10 °С производим балансировку моста при напряжениях $U = 0,2 \text{ В}, 1 \text{ В}, 2 \text{ В}, 3 \text{ В}$, задаваемых переменным сопротивлением r . Мост сбалансирован, если достигнута минимальная ширина световой полосы гальванометра.

Значение R определяется по формуле

$$R = \frac{r_1 r_3}{r_2}$$

Значение сопротивление r_3 считывается с магазина сопротивлений при балансе моста. Отношение $\frac{r_1}{r_2}$ постоянное и равно 2,32.

ЗАДАНИЕ

1. Исследовать зависимость R от температуры при напряжениях $U = 0,2 \text{ В}, 1 \text{ В}, 2 \text{ В}, 3 \text{ В}$.

2. При каждой температуре построить график зависимости $\ln R$ от U и, экстраполируя к $U = 0$, найти значения $(\ln R)_{u=0}$.

3. Построить график зависимости $(\ln R)_{u=0}$ от $\frac{1}{T}$ и по наклону определить контактную разность потенциалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полупроводники в науке и технике. – М.-Л. : Изд-во АН СССР, 1957. – Т. 1. – С. 148–173.

2. Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов / Я. А. Федотов. – М. : Советское радио, 1970. – 592 с.

РАБОТА 3

Определение диффузионной длины и времени жизни неравновесных носителей тока в полупроводниках

Существенная особенность полупроводников, отличающая их от металлов, заключается в том, что концентрация носителей тока в полупроводниках не является постоянной, а может изменяться под действием различных факторов: повышения температуры, освещения, электрического поля и др. В этом случае концентрация дополнительных носителей заряда называется неравновесной в отличие от равновесной, которая имеется в полупроводнике в состоянии теплового равновесия. Каждый неравновесный носитель проводит в основном состоянии некоторое время τ до рекомбинации. Это время, носящее название времени жизни, может меняться для различных материалов в широких пределах от 10^{-2} до 10^{-8} сек.

Время жизни является важной характеристикой материала, идущего для изготовления полупроводниковых приборов. Так, время жизни входит в выражение тока насыщения p - n -перехода, коэффициента инжекции эмиттера j и коэффициента переноса β . Время жизни определяет такие важные характеристики, как коэффициент усиления по току α и обратный ток коллекторного перехода. Измеряя время жизни, мы контролируем чистоту кристалла и совершенство его структуры. Таким образом, без знания времени жизни нельзя изготовить нужный полупроводниковый прибор.

Для измерения времени жизни неравновесных носителей тока разработан ряд методов, среди которых наибольшее распространение получил метод подвижного светового зонда.

Пусть имеется полупроводник, имеющий форму бруска (рис. 3.1), длина которого велика по сравнению с поперечными размерами (нитевидный образец).

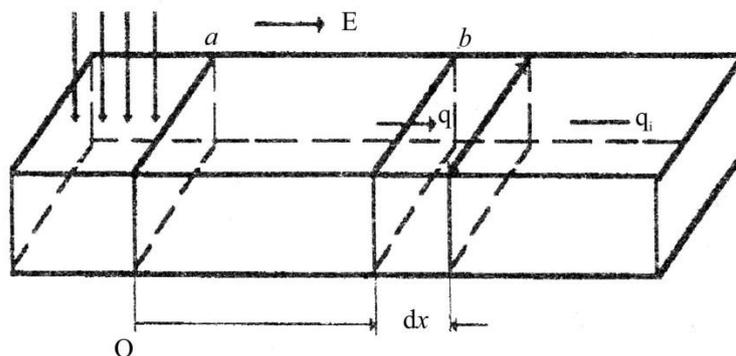


Рис. 3.1

Допустим, что под влиянием освещения во внутренней области, а объемом 1 см^3 в одну секунду возникает n_0 дополнительных носителей. Будем рассматривать движение дополнительных носителей одного знака за 1 сек., например, электронов в дырочном полупроводнике, через сечение 1 см^2 слоя b толщиной d_x – находящегося на расстоянии x от области a . Тогда уравнение баланса для числа этих частиц, относящихся к упомянутому слою, составляется следующим образом:

$$q - q_1 = \Delta q.$$

Здесь q и q_1 – полные числа частиц, соответственно входящих и выходящих через 1 см^2 рассматриваемого слоя за 1 сек.

Приращение Δq числа частиц в стационарном состоянии должно равняться числу частиц, исчезающих за тот же промежуток времени вследствие рекомбинации. Обозначим через n число дополнительных носителей на расстоянии x от области a . Тогда согласно предыдущему выражению

$$\Delta q = \frac{n}{\tau} dx.$$

При отсутствии внешнего электрического поля число частиц, входящих в слой и выходящих из него через 1 см^2 за 1 сек. вследствие диффузии, пусть соответственно будет q_D и q_{D1} .

Если обозначить коэффициент диффузии через D , то нетрудно видеть, что

$$\left. \begin{aligned} q_D &= -D \frac{dn}{dx} \\ q_{D1} &= q_D + \frac{dq_D}{dx} dx = -D \frac{dn}{dx} - D \frac{d^2n}{dx^2} dx \end{aligned} \right\}.$$

При наличии внешнего электрического поля частицы участвуют, кроме того в направленном движении, которое называют дрейфовым движением. Обозначим число входящих в слой и выходящих из него частиц вследствие дрейфа через q_E и q_{E_x} . Тогда

$$q_E = n\mu E,$$

где E – напряженность электрического поля, μ – подвижность носителей заряда. Число же частиц, выходящих из слоя вследствие дрейфа, будет

$$q_{E1} = q_E + \frac{dq_E}{dx} dx = n\mu E + \mu E \frac{dn}{dx} dx.$$

Полные числа входящих в слой и выходящих из него частиц вследствие диффузии и дрейфа будут соответственно равны

$$\left. \begin{aligned} q &= q_D + q_E = -D \frac{dn}{dx} + n\mu E \\ q_1 &= q_{D_1} + q_{E_1} = -D \frac{dn}{dx} - D \frac{d^2n}{dx^2} dx + n\mu E + \mu E \frac{dn}{dx} dx \end{aligned} \right\}$$

Следовательно, приращение числа частиц в слое будет равно

$$\Delta q = (q_D + q_E) - (q_{D_1} + q_{E_1}) = D \frac{d^2n}{dx^2} dx - \mu E \frac{dn}{dx} dx.$$

Уравнение баланса числа частиц в стационарном состоянии:

$$\Delta q - \frac{n}{\tau} dx = 0$$

или

$$D \frac{d^2n}{dx^2} dx - \mu E \frac{dn}{dx} dx - \frac{n}{\tau} dx = 0.$$

Последнее уравнение можно записать в виде

$$\frac{d^2n}{dx^2} dx - \frac{\mu E}{D} \frac{dn}{dx} - \frac{n}{D\tau} = 0. \quad (3.1)$$

Следует отметить, что уравнение (3.1) справедливо только для n – малых по сравнению с концентрацией основных носителей. Если ввести обозначения:

$$l_0^2 = D\tau, \quad S = \frac{\mu E}{D}, \quad (3.2)$$

то уравнение (3.1) можно представить как

$$\frac{d^2n}{dx^2} dx - S \frac{dn}{dx} - \frac{n}{l_0^2} = 0. \quad (3.3)$$

Общее решение этого уравнения

$$n = A_1 e^{\alpha_1 x} + A_2 e^{\alpha_2 x}, \quad (3.4)$$

где A_1 и A_2 – постоянные, а α_1 и α_2 – корни характеристического уравнения

$$\alpha^2 - S\alpha - \frac{1}{l_0^2} = 0.$$

Значит

$$\alpha_{1,2} = \frac{S}{2} \pm \sqrt{\frac{S^2}{4} + \frac{1}{l_0^2}}.$$

Если внешнее электрическое поле E направлено вдоль оси x , то положительное значение α не имеет физического смысла, поскольку оно дает незатухающую составляющую. Поэтому $A_1 = 0$. Следовательно, в уравнении (3.4) остается только второй затухающий член. Так как в рассматриваемом случае число дополнительных носителей заряда, возникающих внутри области a (рис. 3.1) за 1 сек. в 1 см^3 , есть $n_0(x = 0)$, то $A_2 = n_0$. Тогда окончательный вид решения уравнения (3.3) может быть представлен так:

$$n = n_0 e^{\frac{x}{l}}, \quad (3.5)$$

где

$$l = -\frac{1}{\alpha_2} = \frac{1}{-\frac{S}{2} + \sqrt{\frac{S^2}{4} + \frac{1}{l_0^2}}}. \quad (3.6)$$

Следовательно, концентрация не основных неравновесных носителей заряда убывает с увеличением расстояния x по экспоненциальному закону. Величину l , выраженную формулой (3.6), принято называть «длиной затягивания» носителей. Она определяет расстояние, на котором концентрация неравновесных носителей заряда уменьшается в $e = 2,71$ раза. Рассмотрим два предельных случая решения (3.5).

1. Допустим, что внешнее электрическое поле в полупроводнике отсутствует, т. е. $E = 0$. В этом случае, согласно (3.2), $S = 0$. Поэтому $l = l_0$, величина l_0 представляет собой так называемую диффузионную длину «носителей заряда». Это такое расстояние, на котором концентрация неравновесных носителей заряда, распространяющихся только вследствие диффузии, в отсутствие внешнего электрического поля уменьшается в e раз в результате рекомбинации.

2. Допустим, что $\frac{S}{2} \gg \frac{1}{l_0}$. Тогда, согласно приближенному соотношению, получаемому на основании разложения в ряд Тейлора, можно записать

$$\sqrt{\frac{S^2}{4} + \frac{1}{l_0^2}} \approx \frac{S}{2} + \frac{1}{Sl_0^2}.$$

В таком случае, согласно (3.5), «длина затягивания» $l \approx Sl_0^2$. Поэтому, согласно уравнению (3.2),

$$l = \frac{\mu E}{D} D\tau = \mu E\tau.$$

Так как в рассматриваемом предельном случае расстояние $x = \mu E \tau$, то концентрация неравновесных носителей тока будет равна

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{l_0}} = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (3.7)$$

Из рассмотренного видно, каковы основы возможных способов определения, времени жизни носителей заряда τ и их диффузионной длины l_0 . Для этого необходимо исследовать изменение концентрации неравновесных носителей n от времени и по уравнению (3.7) найти τ , либо исследовать зависимость n от расстояния вдоль проводника. В последнем случае мы определим диффузионную длину l_0 . По значению l_0 , зная коэффициент диффузии D , по формуле (3.2) можно найти τ . Для измерения концентрации неравновесных носителей можно воспользоваться изменением тока коллектора, который в случае точечных контактов оказывается пропорциональным концентрации неравновесных носителей.

Описание экспериментальной установки

На рис. 3.2 представлена схема установки для определения диффузионной длины и времени жизни неравновесных носителей тока методом подвижного светового зонда.

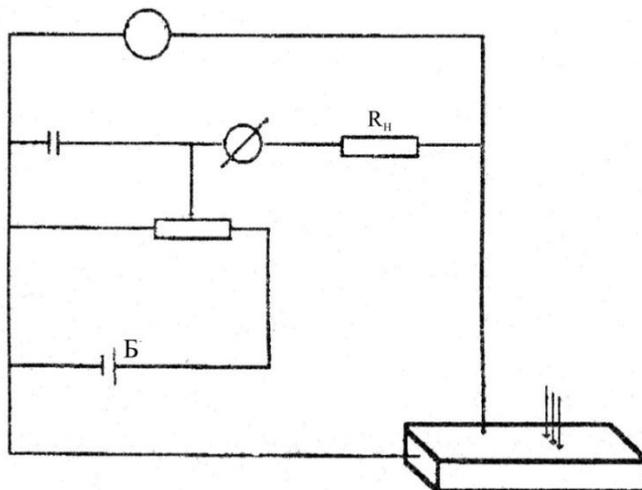


Рис. 3.2. Схема установки для определения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей

Установка состоит из манипулятора, в котором крепится образец, блок питания, осветителя и осциллографа. Манипулятор снабжен микрометрическим винтом для перемещения столика с образцом в двух горизонтальных направлениях. Осветитель состоит из простой оптической системы, фокусирующей световую линию шириной 0,1 мм от лампочки. Эта линия пересекает всю верхнюю грань образца и параллельна его торцам.

Для выделения той части коллекторного тока, которая вызвана неравновесными носителями от постоянной составляющей, применяется импульсное освещение.

Свет прерывается вращающимся диском с прорезями. Частота прерывания света выбрана из тех соображений, чтобы за все время освещения в образце установилось равномерное распределение неравновесных не основных носителей, а за время затемнения не основные носители должны полностью рекомбинировать. Эти требования удовлетворяются при длительности освещения и затемнения, значительно превышающей время жизни неравновесных носителей в образце. В нашей установке частота прерывания света порядка 300 Гц.

На некотором расстоянии от освещенной линии поверхности образца касается точечный зонд, называемый коллектором, который представляет собой вольфрамовую проволоку с диаметром острия в несколько десятков микрон. Этот контакт является обычным точечным детектором. На него с батареи Б подается постоянное относительно кристалла смещение, соответствующее запирающему напряжению.

Сопротивление коллектора в запирающем направлении в обычных условиях достигает 100 кОм, поэтому ток через включенное в цепь коллектора нагрузочное сопротивление $R_H = 3$ кОм определяется в основном сопротивлением коллектора. С нагрузочного сопротивления напряжение подается на осциллограф, регистрирующий таким образом изменение тока коллектора. Поле, создаваемое смещением на коллекторе в запирающем направлении, собирает движущиеся в объеме образца неосновные носители, меняя тем самым сопротивление коллектора. В результате этого обратный ток коллектора увеличивается, а падение напряжения на нагрузочном сопротивлении растет. Так как величина этого тока, а следовательно, и падение напряжения на нагрузочном сопротивлении пропорциональны концентрации дополнительных носителей, то, заменяя n и n_0 , по соответствующим значениям амплитуды сигнала, снимаемого с осциллографа, из формулы (3.7) получим

$$A = A_0 e^{-\frac{x}{l}}.$$

Прологарифмировав это выражение, получим

$$\ln A = \ln A_0 - \frac{x}{l}.$$

Отсюда следует, что, измеряя амплитуду сигнала A при различных расстояниях коллектора от освещенной полоски и строя график зависимости $\ln A$ от расстояния x можно определить диффузионную длину l_0 как котангенс угла наклона полученной зависимости.

ЗАДАНИЕ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Исследуемый образец закрепить на столике манипулятора.
2. Включить схему и сфокусировать световую полоску на поверхность образца.
3. Подвести к поверхности образца зонд (момент касания отмечается показанием миллиамперметра) и установить ток ~ 1 мА (для лучшего контакта зонд при необходимости заточить).
4. Провести измерение напряжения по осциллографу в относительных единицах в зависимости от расстояния x . Расстояние измеряют микрометром, установленным на столике манипулятора. Все измерения провести на двух образцах.
5. Построить график зависимости $\ln A$ в функции расстояния.
6. По наклону прямой $\ln A = f(x)$ определить диффузионную длину l_0 .
7. Вычислить время жизни неравновесных носителей τ из соотношения $l_0 = \sqrt{D\tau}$.

Для германия $D_n = 92$ см²/сек.

$D_p = 44$ см²/сек.

Для кремния $D_n = 35$ см²/сек.

$D_p = 12,3$ см²/сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шалимова К. В. Физика полупроводников : учебник для вузов / К. В. Шалимова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
2. Павлов Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов : учебник для вузов / Л. П. Павлов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Высш. шк., 1987. – 239 с.
3. Ковтонюк Н. Ф. Измерение параметров полупроводниковых материалов / Н. Ф. Ковтонюк, Ю. А. Концевой. – М. : Металлургия, 1970. – 432 с.

РАБОТА 4

Изучение оптического поглощения полупроводников

Оптические свойства веществ, в частности способность поглощать излучение, представляют значительный интерес, как с практической, так и с теоретической стороны. Они определяют возможность использования полупроводника для изготовления различного рода приборов, таких как фотосопротивления, фотоэлементы, фотодиоды и т. п. Кроме того, излучение оптического поглощения позволяет получить информацию относительно структуры энергетических зон полупроводника. При прохождении через однородную поглощающую среду монохроматического излучения интенсивность его уменьшается по логарифмическому закону Ламберта – Бугера

$$J = J_0 \cdot e^{-ad}. \quad (4.1)$$

Этот закон справедлив только для строго монохроматического излучения и при условии, если пучок излучения падает перпендикулярно поверхности исследуемого вещества и не испытывает отражения.

Практически определение коэффициента поглощения сводится к измерению пропускания J/J_0 или оптической плотности $D = \ln \frac{J_0}{J}$ данной длины волны излучения. Зная толщину поглощающего слоя d , на которой происходит ослабление интенсивности пучка от величины J_0 до величины J , коэффициент поглощения a можно легко рассчитать по формуле (4.1).

Если учесть отражение света от освещаемой поверхности образца, а также внутреннее многократное отражение, то интенсивность прошедшего через образец света J выразится формулой

$$J = J_0 \frac{(1 - R)^2 e^{-ad}}{1 - R^2 e^{-2ad}}, \quad (4.2)$$

где R – коэффициент однократного отражения световой волны, равный интенсивности отражения световой волны J_R к интенсивности падающей J_0 :

$$R = \frac{J_R}{J_0}.$$

Результаты исследования поглощающей способности вещества выражают в виде графической зависимости коэффициента поглощения или пропускания от длины волны излучения λ . Эта зависимость называется спектром поглощения (пропускания).

Поглощение излучения в полупроводниках может быть связано с изменением колебательной энергии атомов решетки, а также с изменением

энергетического состояния свободных или связанных с атомами электронов, В связи с этим различается несколько видов поглощения в полупроводниках: собственное поглощение, свободными носителями, примесное поглощение и поглощение решеткой.

Собственное поглощение

На рис. 4.1 представлена модель энергетических зон кристалла.

Нижняя кривая на рис. 4.1 определяет значение энергий, которые может иметь электрон, находящийся в валентной зоне кристалла; верхний представляет собой энергию электрона в зоне проводимости в зависимости от квазиимпульса P или волнового вектора $\vec{R}, \vec{P} = \hbar\vec{k}$.

Под воздействием излучения электроны валентной зоны, приобретая дополнительную энергию, превышающую или равную ширине запрещенной зоны, могут переходить на свободные состояния зоны проводимости. Такое поглощение называется *собственным*. Очевидно, что переходы электронов через запрещенную зону будут происходить, прежде всего, между энергетическими состояниями, соответствующими максимуму валентной зоны и минимуму зоны проводимости.

В процессе перехода электрона из состояния a , в состояние b (рис. 4.1) при взаимодействии его с электромагнитным полем излучения должен выполняться закон сохранения энергии и закон сохранения импульса или волнового вектора \vec{k}

$$E_{\delta}^{\text{эл}} = E_0^{\text{эл}} + \hbar\nu_{\text{фотона}}, \quad (4.3)$$

$$\vec{k}_{\delta} = \vec{k}_0 + \vec{\eta}, \quad (4.4)$$

где

$$|\vec{\eta}| = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{фотона}}}, \quad a|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{электрона}}}.$$

Волновой вектор $\vec{\eta}$ фотона очень мал по сравнению с волновым вектором \vec{k} электрона. Поэтому в уравнении (4.3) волновым вектором фотона можно пренебречь, т. е.

$$\vec{k}_{\delta} = \vec{k}_a. \quad (4.5)$$

Это соотношение, называемое правилом отбора для электронных переходов, показывает, что в процессе взаимодействия электрона с полем излучения возможны только такие переходы, при которых волновой вектор \vec{k} электрона сохраняется. Эти переходы получили название прямых, или

вертикальных. На рис. 4.2 они показаны вертикальными стрелками, $a - b$, $a^1 - b^1$.

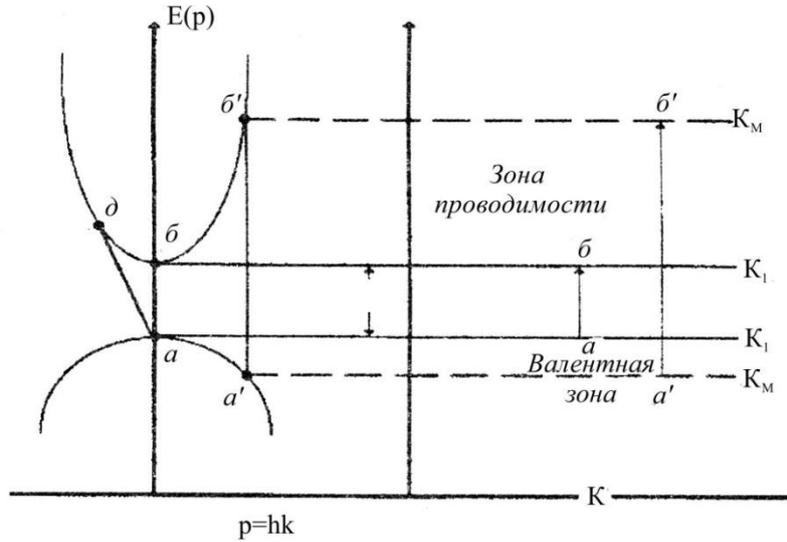


Рис. 4.1. Модель энергетических зон кристалла

Однако экспериментальное исследование поглощения на чистом монокристалле германия показало, что наряду с прямыми переходами осуществляются переходы, для которых правило отбора (4.5) не выполняется. С учетом взаимодействия электрона с решеткой закон сохранения волнового вектора будет иметь вид

$$\vec{k}_\delta = \vec{k}_a + \vec{\eta} \pm \vec{q},$$

где \vec{q} – волновой вектор фотона.

Вновь пренебрегая $\vec{\eta}$, можем записать

$$\vec{k}_\delta = \vec{k}_a \pm \vec{q}, \quad (4.6)$$

т. е. при переходе электрона из одного состояния в другое его волновой вектор не сохраняется. Переходы, происходящие с изменением волнового вектора \vec{k} в результате взаимодействия электронов с излучением и с колебаниями решетки, носят название непрямых, или неvertикальных.

Теория дает для спектральной зависимости коэффициента поглощения в области главного края, обусловленного собственным поглощением, следующее соотношение:

$$\alpha \sim (\Delta E - h\nu)^n,$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны, ν – частота падающего излучения, n – постоянная величина, зависящая от типа перехода. Отсюда видно, что при $\alpha = 0\Delta E = h\nu$.

Поглощение свободными носителями

Энергетические зоны разрешенных значений энергии электронов полупроводника могут состоять как из одной полосы, не перекрывающейся с другими, так и из нескольких перекрывающихся друг с другом энергетических полос. Электронные переходы в пределах одной полосы происходят с изменением волнового вектора \vec{k} и, следовательно, возможны лишь в том случае, когда электроны, поглощая энергию излучения, одновременно взаимодействуют с кристаллической решеткой вещества. Если энергетическая зона состоит из нескольких взаимно перекрывающихся полос, то внутри нее возможны переходы и без изменения волнового вектора \vec{k} . Для межполосных переходов, как и при собственном поглощении, будут выполняться правила отбора.

Оптическое поглощение, связанное с переходами электронов внутри энергетических зон, называется поглощением свободными носителями. Оно обычно имеет место при значительно меньших энергиях фотонов по сравнению с собственным поглощением. Характерным признаком внутриполосного поглощения свободными носителями является квадратичная зависимость коэффициента поглощения от длины волны падающего излучения $k \sim \lambda^2$ (рис. 4.2, а).

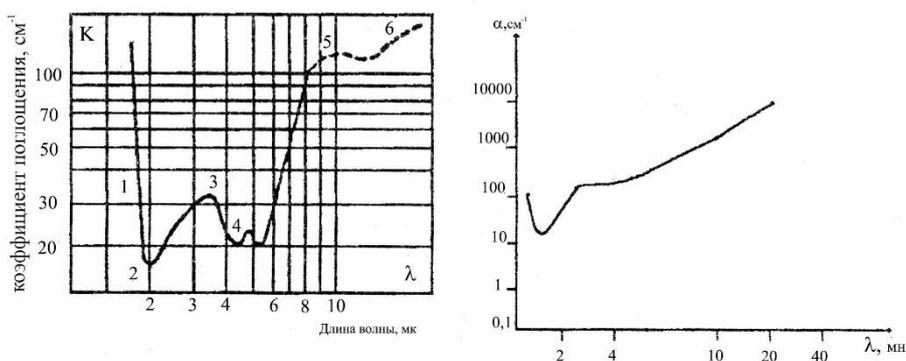


Рис. 4.2: а) спектр поглощения германия *n*-типа; б) спектр поглощения германия *p*-типа

Различные виды поглощения могут накладываться друг на друга, усложняя форму спектральной кривой.

На рис. 4.2, б приведена кривая поглощения для образцов германия *p*-типа. Участок 1–2 соответствует краю собственного поглощения: полосы 3–5 связаны с переходами дырок между перекрывающимися энергетическими полосами внутри валентной зоны германия.

Примесное поглощение

Оптическое поглощение, обусловленное ионизацией или возбуждением примесных центров в кристалле, называется *примесным*.

При оптической ионизации примесных атомов происходит переход электронов, взаимодействующих с излучением, из локальных состояний E_D в зону проводимости или из валентной зоны на локальные состояния E_A . Второй процесс можно рассматривать как переход локализованной дырки из состояния E_A в валентную зону.

Кроме основных состояний E_D или E_A примесные центры могут иметь энергетические уровни возбуждения (рис. 4.3). В этом случае электроны и дырки примесей при взаимодействии с излучением будут переходить на их уровни возбуждения. В качестве примера примесного поглощения на рис. 4.4 приведена спектральная кривая поглощения бора в кремнии.

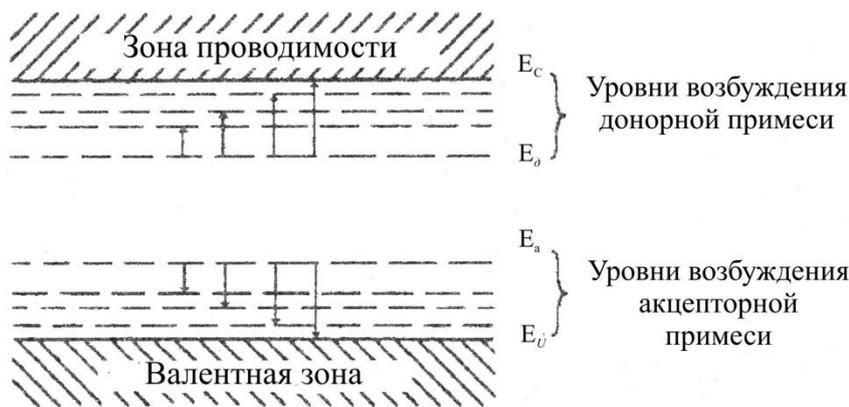


Рис. 4.3. Энергетическая структура примесного полупроводника

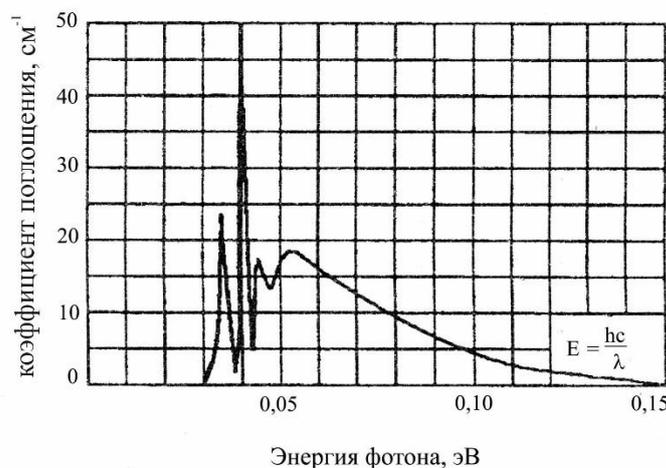


Рис. 4.4. Спектр поглощения бора в кремнии

Поглощение решеткой

Оптическое поглощение может быть связано с изменением колебательной энергии атомов решетки. Спектр абсорбции решеткой характеризуется рядом пиков или полос поглощения, которые накладываются обычно на поглощение свободными носителями. Основным признаком этого вида является то, что интенсивность и положение этих полос не изменяется с изменением концентрации и типа примесей, а также при облучении нуклонами, термической обработке и при незначительной пластической деформации образца полупроводника. На рис. 4.5 приведены спектры поглощения решетками германия и кремния.

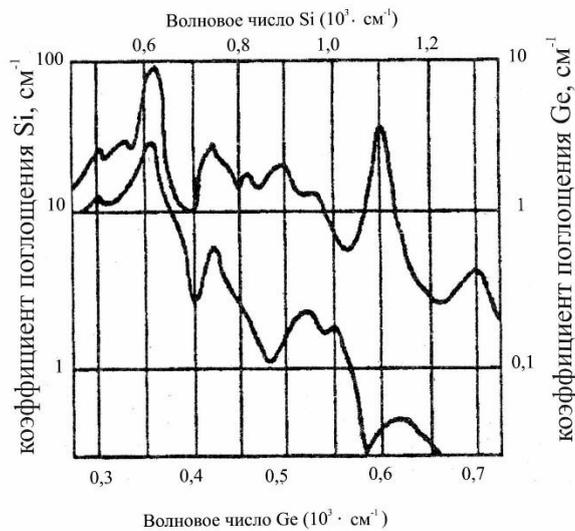


Рис. 4.5. Спектры поглощения решеткой германия (а) и кремния (б)

Описание установки и методика измерения

Для снятия спектра поглощения какого-либо вещества необходимы следующие элементы в общей экспериментальной схеме:

- а) источник излучения;
- б) прибор, позволяющий выделить из сплошного или сложного спектра излучения;
- в) участки определенных длин волн;
- г) прибор для измерения и регистрации интенсивности прошедшего излучения.

В данной работе используется спектрофотометр СФ-18.

ЗАДАНИЕ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. По описанию спектрофотометра СФ-56 изучить устройство, назначение и методику получения спектров поглощения различных веществ.

2. Снять спектральную зависимость коэффициента пропускания $T = \frac{J}{J_0}$ в области края собственного поглощения заданного полупроводника.
3. По формуле (4.2) для разных R (по указанию преподавателя) определить спектральную зависимость коэффициента поглощения α .
4. Построить графики зависимости α , α^2 , $\alpha^{\frac{1}{2}}$ от энергии ($h\nu$) поглощаемых лучей.
5. По построенным графикам выяснить, какие наблюдаются переходы в данном полупроводнике, и определить ширину запрещенной зоны ΔE .
6. Результаты измерений и соответствующих расчетов представить в виде графиков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шалимова К. В. Физика полупроводников : учебник для вузов / К. В. Шалимова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
2. Фистуль В. И. Введение в физику полупроводников / В. И. Фистуль. – М. : Высшая школа, 1975. – 296 с.
3. Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников / Ю. И. Уханов. – М. : Наука, 1974. – 116 с.
4. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под ред. К. В. Шалимовой. – М. : Высш. шк., 1968. – 304 с.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ:
Определение основных параметров
полупроводниковых материалов

Учебно-методическое пособие

Составители:

Середин Павел Владимирович,
Терехов Владимир Андреевич

Издано в авторской редакции