

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования

Ульяновский государственный университет

МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Лабораторный практикум

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Цель работы

Изучение свойств диэлектриков и освоение метода определения диэлектрической проницаемости по величине емкости конденсатора.

Краткие сведения о диэлектриках

Диэлектрики это вещества, в которых нет *свободных зарядов*, а потому и *токов проводимости*. Разместить диэлектрическое вещество между пластинами конденсатора, имеющими разные потенциалы, означает внести его во внешнее электростатическое поле. Это поле создают *сторонние заряды*, имеющиеся на обкладках (пластинах) конденсатора. Поскольку в диэлектрике все *заряды связанные*, поле может только смещать электроны и ядра атомов диэлектрика. Характер перераспределения зарядов определяется химическим составом и агрегатным состоянием вещества.

В результате на некоторых участках, например, на границе вещества могут появиться не скомпенсированные макроскопические **поляризационные заряды**, а такое перераспределение связанных зарядов называется *поляризацией диэлектрика*. Полное поле \mathbf{E} будет суперпозицией полей сторонних $\mathbf{E}^{\text{стор}}$ и поляризационных $\mathbf{E}^{\text{пол}}$ зарядов, и для напряженностей получим: $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{стор}} + \mathbf{E}^{\text{пол}}$.

Молекулу удобно представить в виде диполя. Суммарный заряд диэлектрика равен нулю, и он складывается из суммы отрицательных зарядов электронов и суммы положительных зарядов протонов. Если центры этих сумм совпадают (Рис. 1а), то это молекула **неполярная** (дипольный момент равен нулю у H_2 , O_2 , N_2), а если не совпадают (Рис. 1б), то она **полярная** (дипольный момент не равен нулю у H_2O , CO , HCl).

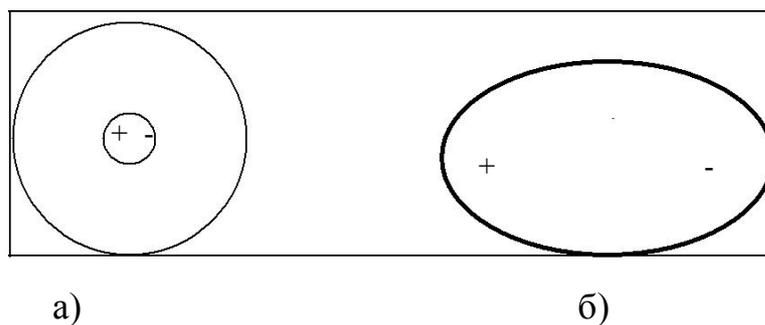


Рис. 1. неполярная (а) полярная (б) молекулы

Деформационная поляризация в неполярных диэлектриках это смещение под действием внешнего электрического поля зарядов молекул: положительных по направлению поля, отрицательных против поля. В результате молекула приобретает дипольный момент, прямо пропорциональный напряженности поля \mathbf{E} .

Ориентационная поляризация полярных диэлектриков это переход отдельных диполей при наложении внешнего поля из состояния хаотичной

ориентации (Рис. 2а) в состояние направленности вдоль линии напряженности поля (Рис. 2б).

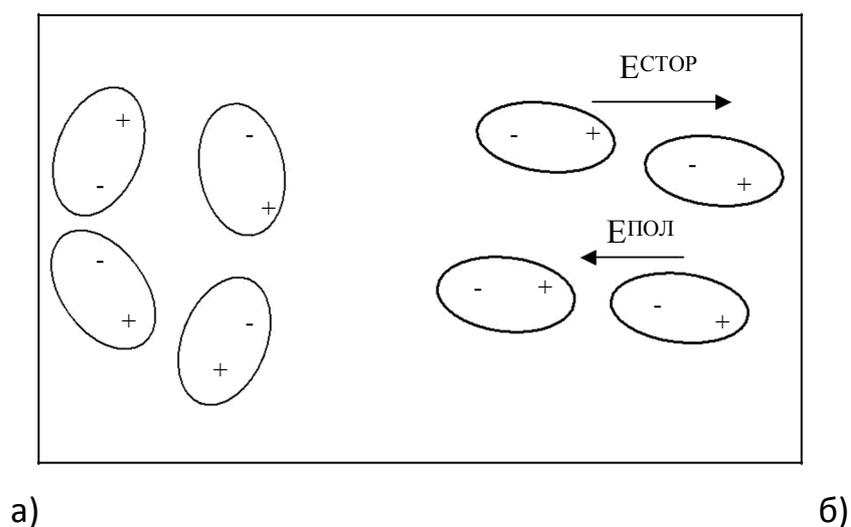


Рис. 2. Исходное состояние (а) и ориентационная поляризация (б) полярных диэлектриков

Диэлектрическая проницаемость вещества определяется по величине ёмкости конденсатора, заполненного исследуемым диэлектриком. Примем, что при упругой деформации после снятия внешнего поля вещество возвращается в исходное деполяризованное состояние.

Что происходит при подключении конденсатора к источнику постоянного напряжения, как показано на рис. 3? Поскольку на подводящих проводниках падение напряжения мало, на обкладках конденсатора разность потенциалов должна стать равной напряжению источника питания U . Источник совершает работу по переносу зарядов (ток $I_{\text{пров}}$) так, что на левой обкладке потенциал повышается, а на правой – понижается. Нарастание напряженности поля $E^{\text{стоп}}$ приводит к повороту электрических диполей. Как показано на рис. 4, имеются составляющие скорости перемещения зарядов диполя, направленные вдоль поля $E^{\text{стоп}}$ (2) и против поля (отрицательный заряд 1). Эти местные перемещения трактуются как отрезки тока, условно называемого **током смещения** $I_{\text{смещ}}$. Этот импульсный процесс зарядки конденсатора заканчивается тогда, когда поле $E^{\text{пол}}$ полностью компенсирует поле $E^{\text{стоп}}$.

Когда диэлектрик отсутствует, а пластины помещены в вакуум, суть процесса зарядки состоит в поляризации вакуума, который есть не что иное, как особая среда с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 . Заряды на одной обкладке ничего не знают о зарядах на другой обкладке; они реагируют на состояние пространства в их окрестности. А именно, заряды влияют на состояние вакуума, и это изменение распространяется по среде, подобно тому, как давление на резину в точке распространяется на весь объём. Это изменённое состояние и называют **электрическим полем**.

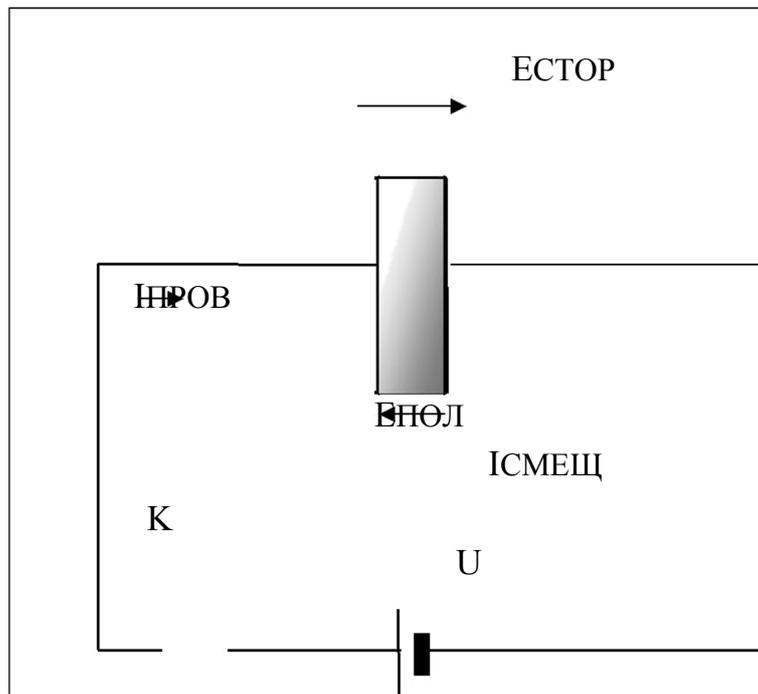


Рис.3. Схема зарядки конденсатора от источника постоянного напряжения

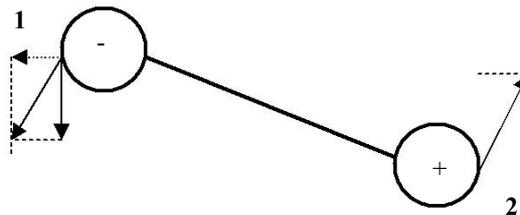


Рис.4. Поворот диполя во внешнем поле

Диэлектрик с крупными доменами увеличивает ток смещения на величину относительной диэлектрической проницаемости ϵ , которая находится экспериментально. Диэлектрическая проницаемость воздуха мала, а конденсаторы без диэлектрика используются на таких высоких частотах, при которых диэлектрические потери в обычных диэлектриках становятся недопустимо большими. В частности, потери возникают за счёт вязкости вещества диэлектрика, а также эффекта запаздывания перемещения доменов относительно скорости изменения подводимого напряжения.

Введение диэлектрика между обкладками конденсатора позволяет увеличить его ёмкость, а также предотвращает возникновение появления тока проводимости при пробое промежутка между обкладками.

Таблица 1 относительной диэлектрической проницаемости и допустимой напряженности электрического поля для обычных диэлектриков

Вещество	относительная диэлектрическая проницаемость	допустимая напряженность электрического поля
	ϵ	Епробя, кВ/мм
воздух	1.00057	1
оргстекло (плексиглас)	3.5-4.5	18-35
гетинакс	7-8	16-25
винипласт	3.1-3.5	45
вода	78	
слюда мусковит	6.8-7.5	10^3

На практике, измерение емкости удобнее проводить на переменном электрическом поле. В данной лабораторной работе выбран такой диапазон частот, что зависимость диэлектрической проницаемости от частоты электрического поля сказывается незначительно, и ею можно пренебречь.

Описание измерительной установки

Схема измерений дана на рис. 5, где приняты следующие обозначения:

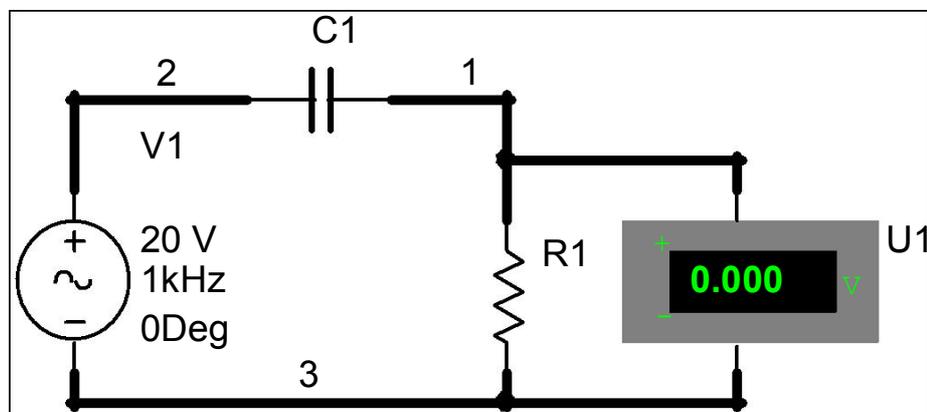


Рис. 5. Электрическая схема измерений

V1 – источник переменного напряжения, R1 – измерительный резистор, U1 – вольтметр переменного тока, C1 – исследуемый конденсатор.

Источник задаёт ток в цепи, вольтметр измеряет напряжение на резисторе, что позволяет вычислить ток в цепи.

Приборы для выполнения работы

1. Генератор синусоидального переменного тока. 2. Милливольтметр. 3. Конденсатор с двумя металлическими пластинами в виде круглых дисков.

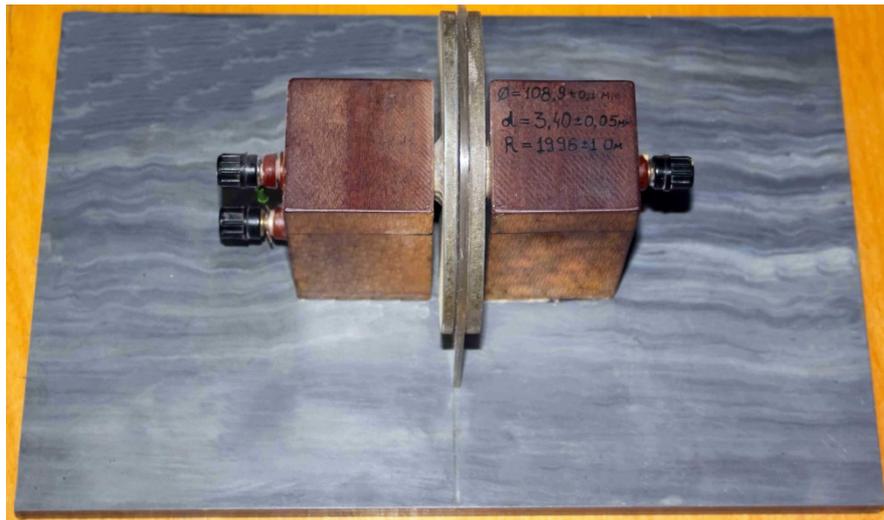


Рис. 6. Исследуемый конденсатор.

4. Набор исследуемых диэлектриков.

Порядок выполнения работы

Опыт 1. Собрать цепь согласно рис. 5. без диэлектрика. Генератор подключить к правой клемме и к нижней клемме слева. Вольтметр подключить к двум клеммам слева. В заданном в таблице 2 режиме произвести измерение напряжения на резисторе R1 и заполнить соответствующие графы. Установить и поддерживать напряжение на выходе генератора $V_1 = 20$ В .

Опыт 2. Прodelать пункт 1 с вставленным между пластинами диэлектриком.

Опыт 3. Прodelать пункт 2 с введением диэлектрика между пластинами, оставив половину площади свободной.

Таблица 2

измерение		расчёт		
частота генератора	напряжение на резисторе R1	ток конденсатора	ёмкость конденсатора C1	относительная диэлектрическая проницаемость
f, кГц	U_{R1} , мВ	I_{C1} , мкА	C1, пФ	
1	опыт 1			
	опыт 2			
	опыт 3			
5				
10				
50				
100				
среднее значения ёмкости C1 для каждого из трёх опытов				

В ячейки, разбитые на три строки, заносить данные последовательно из трёх опытов.

Обработка результатов измерений

Исходные данные. Диаметр пластин $D=109.15$ мм.

Расстояние между пластинами $d=3.4 \pm 0.05$ мм.

Последовательно включённый резистор $R1=1996 \pm 1$ Ом.

Толщина диэлектрика из оргстекла $d_{орг}=2.7$ мм. Для воздуха принять $\epsilon=1$.

Опыт 1.

1. Расчётная ёмкость конденсатора в опыте 1 вычисляется по формуле:

$$C_1 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \quad (1)$$

где электрическая постоянная $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, площадь пластин $S = \frac{\pi D^2}{4}$.

2. Вычислить среднее значение емкости конденсатора C_1 , округленное до десятых долей пикофарады, и сравнить с расчётом. Для этого: найти для всех частот $I_{C1} = U_{R1} / R_1$, вычислить круговую частоту $\omega = 2\pi f$ источника V_1 , найти напряжение на конденсаторе $U_{C1} = V_1 - U_{R1}$. Реактивное сопротивление конденсатора вычисляется по формуле $X_c^{\text{теор}} = 1 / \omega C_1$, а по результатам измерения равно $X_c^{\text{измер}} = U_{C1} / I_{C1}$, отсюда ёмкость по результатам измерений равна $C_1^{\text{измер}} = I_{C1} / \omega U_{C1}$. Среднее значение равно сумме измерений на пяти частотах, делённое на 5.

Опыт 2. Схема по рис.7.

1. Найти для всех частот $I_{C1} = U_{R1} / R_1$, вычислить круговую частоту $\omega = 2\pi f$ источника V_1 , найти напряжение на конденсаторе $U_{C1} = V_1 - U_{R1}$.

2. Вычислить среднее значение емкости конденсатора C_1 , округленное до десятых долей пикофарады.

3. Определить величину относительной диэлектрической проницаемости диэлектрика ε_d .

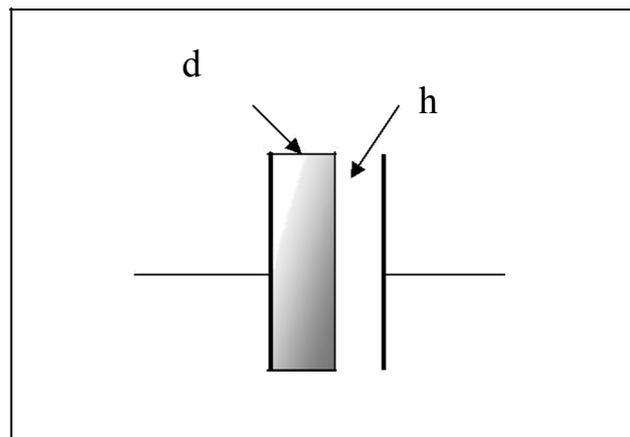


Рис. 7. Конденсатор с диэлектриком толщиной $d=2.7$ мм и воздушной прослойкой толщиной $h=0.7$ мм.

Схема представляет вариант последовательного соединения конденсатора с диэлектриком d и ёмкостью C_d , и конденсатора с диэлектриком h и ёмкостью C_h . Полная ёмкость вычисляется по формуле: $1/C_1 = 1/C_d + 1/C_h$.

По результатам измерений полная ёмкость равна $C_1^{\text{измер}} = I_{C1}/\omega U_{C1}$.

Ёмкость воздушного конденсатора C_h вычисляется по формуле (1), причём вместо d подставляется h . По результатам измерений

$C_d^{\text{измер}} = C_1^{\text{измер}} \cdot C_h / (C_h - C_1^{\text{измер}})$. С другой стороны, $C_d = \epsilon_d \epsilon_0 S / d$. Приравняв эти значения, найдём искомую величину относительной диэлектрической проницаемости диэлектрика ϵ_d .

Опыт 3. Схема по рис. 8.

1. Найти для всех частот $I_{C1} = U_{R1} / R1$, вычислить круговую частоту $\omega = 2\pi f$ источника $V1$, найти напряжение на конденсаторе $U_{C1} = V1 - U_{R1}$.
2. Вычислить среднее значение емкости конденсатора $C1$, округленное до десятых долей пикофарады.
3. Сравнить найденное значение ёмкости с расчётной.

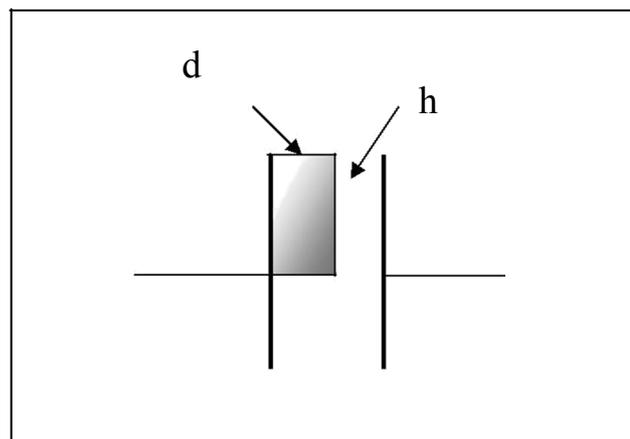


Рис. 8. Конденсатор с диэлектриком толщиной $d=2.7$ мм и воздушной прослойкой толщиной $h=0.7$ мм. Площадь диэлектрика равна половине S .

В данной схеме включены параллельно два конденсатора: ёмкость нижнего равна половине ёмкости $C1$, найденной в опыте 1, а ёмкость верхнего равна половине ёмкости $C1$, найденной в опыте 2. Полная ёмкость равна их сумме.

Вопросы для самопроверки

1. Какие заряды называются свободными, связанными, сторонними, поляризационными?
2. Каков механизм поляризации полярных диэлектриков.

3. Каков механизм поляризации неполярных диэлектриков.
4. Каков физический смысл диэлектрической проницаемости ϵ ?
5. Что такое конденсатор? Где применяются конденсаторы?
6. Что такое ток смещения?
7. Будет ли работать конденсатор без диэлектрика в абсолютной пустоте?
8. Напишите формулы для ёмкости плоского конденсатора в вакууме; суммарной ёмкости при последовательном и параллельном соединении нескольких конденсаторов.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Цель работы: Исследовать характер изменения электропроводности и тока абсорбции твердого диэлектрика от изменения температуры и времени выдержки образца под напряжением.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1. Общие сведения о природе электропроводности диэлектриков

В любом диэлектрике имеется большее или меньшее число не связанных заряженных частиц, направленное перемещение которых под действием электрического поля обуславливает электрический ток. Величина тока зависит от концентрации и подвижности этих частиц. Таким образом, в определенных условиях, в диэлектрике может наблюдаться электропроводность - т.е. способность вещества проводить электрический ток под действием не изменяющегося во времени электрического поля.

Если диэлектрик находится в электрическом поле, то на каждую заряженную частицу действует сила:

$$F = q \cdot E, \quad (1)$$

где q - заряд частицы;

E - напряженность действующего электрического поля.

Под действием этой силы происходит снос свободной заряженной частицы в направлении действия силы поля, причем

средняя скорость сноса частиц равна

$$v_{cp} = \mu \cdot E, \quad (2)$$

где μ - подвижность заряженной частицы ($\text{м}^2/\text{В сек}$).

Концентрация носителей тока и их подвижность в слабых электрических полях, когда выполняется закон Ома, не зависят от напряженности поля. Следовательно, средняя скорость сноса свободных заряженных частиц будет прямо пропорциональна напряженности поля. Величина плотности тока j может быть рассчитана как:

$$j = n \cdot q \cdot \mu \cdot E, \quad (3)$$

где n - концентрация свободных заряженных частиц (м^{-3}).

Постоянная величина (при неизменных внешних условиях), равная

$$\gamma = n \cdot q \cdot \mu \text{ называется удельной электрической}$$

проводимостью и равна отношению плотности тока проводимости к напряженности электрического поля.

$$\gamma = j/E = n \cdot q \cdot \mu, [\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}]. \quad (4)$$

Удельное объемное электрическое сопротивление есть величина, обратная удельной объемной электрической проводимости

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = R_V \frac{S}{h} \quad (5)$$

где R_V - объемное электрическое сопротивление образца, Ом;
 S - площадь измерительного электрода,
 м^2 ; h - толщина образца, м.

Удельное поверхностное электрическое сопротивление характеризует поверхностное сопротивление электроизоляционного материала и равно поверхностному сопротивлению плоского участка поверхности этого материала, имеющего форму квадрата при прохождении тока между двумя противоположными сторонами этого квадрата.

$$\rho_s = \frac{1}{\gamma_s} = R_s \frac{l}{b} \quad (6)$$

где R_s - поверхностное электрическое сопротивление образца (Ом) между параллельно поставленными электродами длиной l , отстоящими друг от друга на расстоянии b .

Электропроводность твердых диэлектриков зависит от их структуры, температуры, величины приложенного напряжения, влажности, воздействия радиации и агрессивной среды и ряда других факторов.

В реальных твердых диэлектриках электропроводность носит, как правило, смешанный характер. Она может быть электронной и ионной.

При ионной электропроводности носителями заряда могут быть как положительные, так и отрицательные ионы или одновременно частицы обоих знаков.

В ионных кристаллических диэлектриках электропроводность обусловлена как ионами примесей (примесная электропроводность), так и основными ионами кристаллической решетки (собственная электропроводность), наличие которых в диэлектрике связано с термической или электролитической диссоциацией примесных и основных молекул соответственно.

В керамических диэлектриках, состоящих из аморфной и кристаллической фаз, электропроводность определяется, в первую очередь, примесями, содержащимися в аморфной фазе.

Имеется целый ряд данных, указывающих на ионный характер электропроводности многих полимерных диэлектриков. Источниками ионов могут быть как макромолекулы, так и молекулы низкомолекулярных ионогенных примесей (остатки катализатора, пластификатор, влага и т.д.).

При рассмотрении электронной проводимости в кристаллических и аморфных веществах используются представления и выводы зонной теории твердых тел. Согласно этим представлениям, небольшая часть электронов может принимать участие в процессе электропроводности, если в результате теплового, оптического, радиационного возбуждения они приобретают энергию, достаточную для перехода в зону проводимости. Такой переход существенно облегчается, если существуют, например в кристаллических веществах, дефекты решетки, атомы примесей, нарушающие идеальную периодичность кристаллической структуры. В атомах или ионах, находящихся вблизи дефекта, наблюдается расщепление уровней потенциальной энергии электронов. В результате этого часть электронов локализуется в пределах запрещенной зоны на донорных или акцепторных уровнях энергии. Донорные уровни находятся вблизи зоны проводимости и потенциальная энергия электронов W_d , находящихся на этих уровнях составляет величину $0,01 \text{ - } 0,1 \text{ эВ}$. С повышением температуры электроны могут переходить в зону проводимости, обеспечивая при этом электронную составляющую проводимости диэлектрика.

Акцепторные уровни расположены вблизи валентной зоны. С повышением температуры часть электронов заполненной зоны захватывается акцепторными уровнями, образуя дырки в валентной зоне, что приводит к появлению дырочной проводимости.

Наличие свободных или слабосвязанных электронов в полимерах может быть обусловлено термической ионизацией макромолекул и молекул примесей, ионизацией этих молекул под действием света и радиации, а также инжекцией электронов в полимер из металла электрода. Электронная проводимость в основном характерна для полимерных полупроводников, но может наблюдаться и у полимерных диэлектриков (полиэтилен, полистирол, политрифторхлорэтилен, тетрафторэтилен и др.). Электронный или дырочный тип проводимости в этих полимерах доказан в ряде случаев проявлением эффекта Хола, измерением термо - э.д.с. и др. свойств.

Электропроводность полимеров, особенно тонких полимерных пленок, может иметь и преимущественно электронный характер. Это подтверждается увеличением электропроводности с ростом степени кристалличности некоторых полимеров (полиэтилен, фторопласт-4).

Несмотря на то, что в таких диэлектриках концентрация электронов, участвующих в переносе заряда, значительно меньше концентрации ионов, величина электронной и ионной составляющих тока могут оказаться одинаковыми или даже электронная составляющая тока будет превышать ионную составляющую. Это объясняется различием в подвижности электрона и иона. Например, электроны в кристаллическом диэлектрике обладают примерно в 10^6 раз большей подвижностью, чем ионы.

Подвижность электронов μ_e и дырок μ_p гораздо слабее зависит от температуры, чем их концентрация. Поэтому возрастание $\gamma = f(T)$ в диэлектриках с преимущественно электронной проводимостью обусловлено, в основном, увеличением концентрации свободных электронов и дырок.

1.2. Зависимость электропроводности диэлектриков от температуры

Наличие ионов или электронов, участвующих в переносе зарядов в твердых диэлектриках, можно связать в слабых полях с тепловым движением в этих веществах. Вследствие флуктуаций теплового движения возможно освобождение некоторой части ионов или электронов даже при комнатной температуре. Эти освобожденные заряженные частицы и определяют электропроводность диэлектрика.

В ионных кристаллических диэлектриках, например, подвижными носителями зарядов, обуславливающими ионную электропроводность, являются точечные дефекты кристаллической решетки – вакансии и междуузельные ионы.

Для твердых и жидких диэлектриков обычно используется энергетическая схема движения иона, представленная на рис.1а.

При приложении к диэлектрику внешнего электрического поля напряженностью E увеличивается вероятность как возбуждения иона (переход I-II), так и дальнейшего его движения по направлению поля (переход II-III).

и в положении I (рис.1а) ион обладает энергией закрепления W_{o1} находится в связанном состоянии. Для возбуждения иона и перевода его в слабосвязанное состояние с энергией закрепления W_{o2} ему необходимо сообщить энергию W , равную энергии диссоциации молекулы $W_{o1} - W_{o2}$.

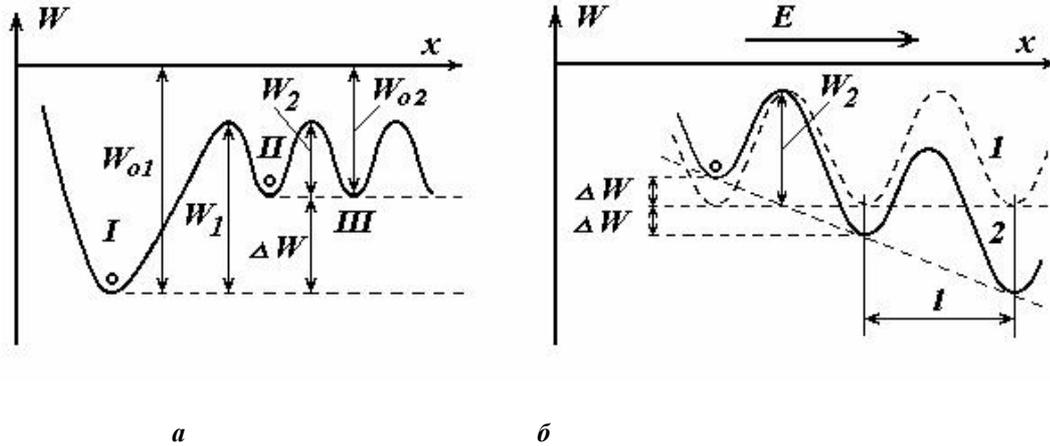


Рис.1. Характер изменения потенциальной энергии ионов 1 - внешнее электрическое поле отсутствует; 2 - при наличии внешнего электрического поля

Предполагается, что при возбуждении ион отрывается от молекулы. Для дальнейшего движения иона в диэлектрике ему необходимо преодолеть барьер W_2 , который характеризует собой затраты энергии по перемещению слабосвязанного иона в направлении действия сил поля. Таким образом, для осуществления процесса собственной электропроводности в диэлектрике необходимо, чтобы заряженная частица получила дополнительно энергию, равную

$$W_1 = W_2 + W, \quad (7)$$

которая называется *энергией активации* электропроводности.

Если электропроводность связана с движением только одного вида ионов, например, ионов примеси, то аналитическая зависимость ее от температуры может быть записана в виде:

$$\gamma = A_2 \cdot e^{-\frac{W_2}{kT}}. \quad (8)$$

Если электропроводность носит смешанный характер и обусловлена собственными и примесными ионами диэлектрика, то её температурная зависимость может быть описана двучленной формулой:

$$\gamma = A_1 \cdot e^{-\frac{W_1}{kT}} + A_2 \cdot e^{-\frac{W_2}{kT}}, \quad (9)$$

где A_1 и A_2 - постоянные, характеризующие концентрацию и подвижность собственных и примесных носителей заряда соответственно;

W_1 и W_2 – соответственно энергия активации собственных и примесных носителей заряда;

T – абсолютная температура в градусах Кельвина;

k – постоянная Больцмана, ($k= 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).

Как следует из уравнения (9), первое слагаемое описывает температурную зависимость собственной электропроводности, а второе слагаемое – примесной электропроводности.

При этом $W_2 < W_1$, т.е. для освобождения собственного иона из узла кристаллической решетки требуется большая энергия, чем для слабо закрепленного иона примеси.

Если представить температурную зависимость электропроводности, описываемую уравнением 8, в системе координат $\ln \gamma = f(1/T)$, то получим зависимость, выраженную прямой линией (рис.2а) или двумя прямыми с изломом в некоторой точке, если она описывается уравнением 9 (рис. 2б).

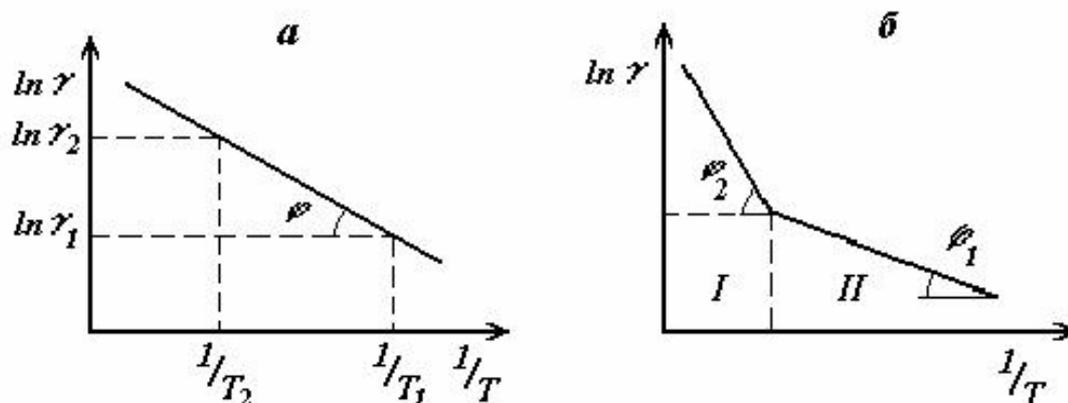


Рис.2. Характер зависимости $\ln \gamma = f(1/T)$

Эти прямые имеют различные углы наклона к оси абсцисс, по которым можно определить энергию активации W_2 и W_1 . Высокотемпературный участок I характеризует собственную проводимость, а низкотемпературный II – в основном примесную (рис.2б). Используя эти рисунки, можно получить уравнение для расчета энергии активации. Рассмотрим, например, рис.2а, на котором выделим два значения электропроводности $\ln \gamma_1$ и $\ln \gamma_2$ при температурах T_1 и T_2 соответственно.

Для каждого значения электропроводности можно записать соотношение

$$\gamma_1 = A_2 e^{-\frac{W_2}{kT_1}}, \gamma_2 = A_2 e^{-\frac{W_2}{kT_2}} \quad (10)$$

Прологарифмируем эти выражения и найдем их разность:

$$k(\ln\gamma_2 - \ln\gamma_1) = W_2 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (11)$$

Отсюда рассчитываем энергию активации примесной электропроводимости

$$W_2 = \frac{k(\ln\gamma_2 - \ln\gamma_1)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (12)$$

Аналогично определяется энергия активации собственных ионов W_1 .

В высокомолекулярных диэлектриках, полихлорвиниле, полиэтилене, полиметилметакрилате и других также наблюдается перелом в температурной зависимости $\ln \gamma$. Этот перелом наблюдается в области температуры размягчения полимера и обусловлен тем, что увеличивается подвижность ионов примесей вследствие уменьшения высоты потенциального барьера при переходе полимера из стеклообразного в высокоэластичное состояние.

1.3. Зависимость тока от времени приложения напряжения

При приложении к диэлектрику не изменяющегося во времени электрического напряжения наблюдается ток утечки i_t ,

уменьшающийся со временем действия напряжения до некоторого постоянного значения (рис.3).

Постоянная составляющая тока утечки называется **сквозным током диэлектрика** - $i_{скв}$ и характеризует собой установившийся

ток под действием длительно приложенного постоянного напряжения.

Убывающая со временем часть тока утечки называется **током абсорбции** - $i_{абс}$. Она связана с проявлением различных видов поляризации и обусловлена перераспределением свободных и связанных зарядов в объеме диэлектрика.

Величина полного тока утечки - i_t может быть найдена в виде суммы токов

$$i_t = i_{скв} + i_{абс} \quad (13)$$

В полярных полимерных диэлектриках, обладающих релаксационным видом поляризации, величина плотности тока абсорбции зависит от поляризованности диэлектрика и времени установления поляризации и может быть найдена из уравнения

$$j_{abc} = -\frac{dP_t}{dt} = -\frac{P_0}{\tau} e^{t/\tau} \quad (14)$$

где τ - время установления медленного вида поляризации; P_0 - поляризованность диэлектрика при $t \rightarrow \infty$;

P_t - поляризованность диэлектрика в данный момент времени

$$P_t = P_0 (1 - \exp(-t/\tau)).$$

Вследствие того, что величина тока утечки убывает со временем действия приложенного напряжения, сопротивление изоляции, рассчитанное по этому току, будет возрастать.

На практике за величину сопротивления диэлектриков принято считать его эффективное значение, рассчитанное по току утечки, взятому через одну минуту после момента приложения постоянного напряжения U

$$R_{\text{эф}} = \frac{U}{i_t}, \text{ Ом.} \quad (15)$$

При исследовании механизма электропроводности диэлектриков часто используют термин - сквозное сопротивление -

$R_{\text{скв}}$, т.е. сопротивление, рассчитанное по установившемуся току утечки - $i_{\text{скв}}$

$$R_{\text{скв}} = \frac{U}{i_{\text{скв}}}, \text{ Ом.} \quad (16)$$

При повышенных температурах, когда время установления медленных видов поляризации много меньше одной минуты, можно считать, что $R_{\text{эф}} \approx R_{\text{скв}}$.

Истинное сопротивление диэлектрика $R_{\text{ист}}$ не зависит от длительности действия приложенного напряжения и может быть рассчитано, если для любого момента времени известна величина электродвижущей силы поляризации E_p .

$$R_{\text{ист}} = \frac{E}{\rho i_t} \quad (17)$$

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Электрическая схема установки

Измерение сопротивления диэлектрика производится с помощью тераомметра при напряжении на образце, равном $U_1 = 100$ В. Электрическая схема лампового электрометра приведена на рис.4 и представляет собой усилитель постоянного тока.

Принцип работы тераомметра заключается в измерении падения напряжения U_2 , создаваемого током I , прошедшим через образец R_x , на входном сопротивлении R_0 . При выполнении данной работы для измерения тока утечки возможно применение лампового электрометра В7-30, который также представляет собой усилитель постоянного тока.

Величина сопротивления диэлектрика R_x в этом случае рассчитывается по формуле

$$R_x = \frac{U_1}{i_t} \quad (18)$$

где $U_1 = 80$ В - напряжение, подаваемое от внешнего источника питания.

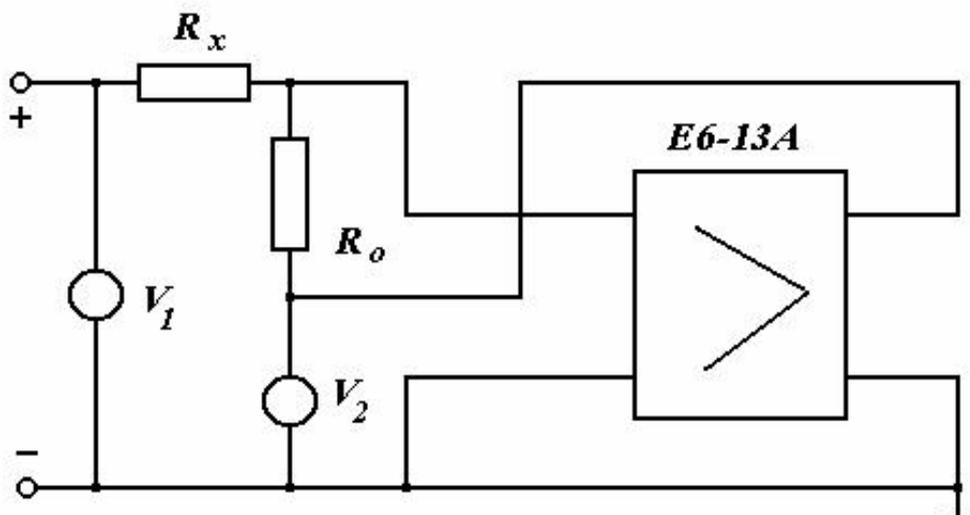


Рис.4. Схема измерения сопротивления с помощью тераомметра
 R_x - измеряемое сопротивление образца диэлектрика; R_0 - эталонное сопротивление; V_1 - вольтметр; V_2 - милливольтметр

2.2. Порядок проведения работы

2.2.1. Для измерения сопротивления диэлектрика тераомметром необходимо:

1. Нажать (утопить) кнопку "сеть вкл" на лицевой панели прибора. Дать прибору прогреться 10-15 минут.
"Нажать (утопить) кнопку "Установка нуля" и рукояткой "Установка нуля" установить стрелку милливольтметра на отметку ∞ (начало шкалы).

3. Нажать (отпустить) кнопку "Установка нуля". Переключатель пределов измерения установить в такое положение, чтобы стрелка прибора находилась примерно в середине шкалы.

4. Произвести отсчет измеряемого сопротивления образца в соответствии с показаниями стрелки на шкале прибора и положением переключателя пределов измерения, указывающего порядок величины измеряемого сопротивления.

5. Нажать (утопить) кнопку "Установка нуля".

Примечание: В перерывах между измерениями кнопка "Установка нуля" должна всегда находиться в утопленном состоянии, чтобы постоянно контролировать положение стрелки на отметке " ∞ ".

2.2.2. Для измерения сопротивления диэлектрика электрометром необходимо:

1. Нажать (утопить) кнопку «Вход замкнут» на лицевой панели электрометра В7-30.

2. Отжать (отпустить) кнопки выбора пределов измерения тока.

3. Включить тумблер «Сеть» на лицевой панели электрометра В7-30 и дать прибору прогреться в течение 15 – 20 минут.

4. Подготовить источник питания (ИП) к работе, для чего необходимо:

а) Заземлить высоковольтный (потенциальный) электрод образца (выход "1"), соединив его с клеммой земля на панели источника питания.

б) Включить тумблер "сеть" на панели источника питания.

в) Установить на выходе источника питания напряжение $U_1 = 80В$.

2.2.3. Для измерения тока утечки диэлектрика с помощью электрометра В7-30 необходимо:

1. Нажать (утопить) кнопку "Автоматический выбор предела измерения тока на лицевой панели прибора. На индикаторе табло появится результат $+ ,000^{-12}$ А или $- ,000^{-12}$ А.

2. Отсоединить штекер потенциального электрода образца (выход "1") от клеммы "Земля" источника питания и вставить его в гнездо "+" источника питания.

3. Отпустить кнопку "Вход замкнут" и одновременно включить секундомер для отсчета времени измерения.

4. Снять отсчет значения тока утечки по цифровому индикатору табло электрометра через заданные интервалы времени согласно табл.1.

5. Нажать (утопить) кнопку "Вход замкнут" после считывания результатов измерения.

Для измерения электропроводности диэлектриков при повышенных температурах необходимо включить в сеть питания $\sim 220В$ терморегулятор РПН-1 и установить на нем значения

Расчетные значения электропроводности

T, °C	T, 1/°K	t ₁ = 1 мин				t ₂ = 5 мин			
		i _x , А	R _x , Ом	γ, Ом ⁻¹ М ⁻¹	ln γ	i _x , А	R _x , Ом	γ, Ом ⁻¹ М ⁻¹	ln γ

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Механизм электропроводности в твердых диэлектриках.
2. Причины изменения электропроводности диэлектриков при изменении температуры.
3. Причины спадания тока в твердом диэлектрике со временем воздействия напряжения.
4. Влияние температура на время спадания тока абсорбции в твердых диэлектриках.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3
**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ
НОСИТЕЛЕЙ ТОКА**

Цель работы – Изучение параметров фоторезистора. Изучение вольт-амперной характеристики фоторезистора. Изучение спектральной чувствительности фоторезистора и его люкс-амперной характеристики. Изучение частотных свойств фоторезистора и определение времени жизни неравновесных носителей тока.

Приборы и принадлежности: электронный осциллограф, фоторезистор, светодиод для освещения фоторезистора, выпрямитель стабилизированный на 300 В, сопротивление на 5кОм.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Изменение электрического сопротивление (проводимости) полупроводника под действием падающего на него светового потока называется явление фотосопротивления (фотопроводимости). Приборы, использующие явление фотосопротивления, называются фоторезисторы.

Явление фотопроводимости в полупроводниках основано на явлении собственного поглощения света в полупроводниках, который имеет пороговую или минимальную длину волны. Эта минимальная длина волны, или ее еще называют «красная граница», определяется шириной запрещенной зоны полупроводника. Измеряя спектральную зависимость фотопроводимости можно определить красную границу фотоэффекта и рассчитать ширину запрещенной зоны.

Явление фотопроводимости заключается в увеличении проводимости полупроводника за счет появления дополнительных (неравновесных) носителей заряда под действием светового потока.

Количество неравновесных носителей тока пропорционально величине светового потока или числу квантов света, падающих на полупроводник. Отношение числа попавших на полупроводник квантов света к числу созданных неравновесных носителей тока называют квантовым выходом.

При прекращении действия света эти неравновесные носители должны рекомбинировать и через некоторое время проводимость фоторезистора возвращается к своему значению (темновому). Время, необходимое для рекомбинации называется временем жизни неосновных носителей

Пусть на фоторезистор падает некоторый световой поток Φ , проходит через окошко и освещает поверхность полупроводника площадью S . В этом случае поверхность полупроводника освещена с интенсивностью $I = \Phi/S$. Число квантов света с энергией $h\nu$ падающих на поверхность полупроводника в 1 секунду будет равно $I/h\nu$. С учетом квантового выхода β , и коэффициента поглощения света α , этот световой поток создает

$$N = \beta \frac{\alpha I S}{h\nu}$$

неравновесных носителей заряда объеме полупроводника. Если к фоторезистору приложено внешнее напряжение U , то в полупроводниковом слое между контактами, возникнет электрическое поле $E = U/l$, где l – расстояние между контактами. Под действием этого поля, носители движутся с дрейфовой скоростью:

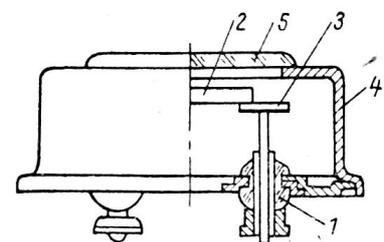
$$v = \mu E$$

где μ – подвижность носителей. В результате через фоторезистор будет протекать фототок J :

$$J = eNv = e\beta \frac{\alpha I S}{h\nu} \mu \frac{U}{l}$$

Это уравнение связывает ток фоторезистора J с геометрическими (S, l) и физическими параметрами полупроводника (β, α, μ), параметрами светового потока ($I, h\nu$) и величиной приложенного напряжения U . Уравнение линейное, получено в приближении слабых световых потоков и электрических полей.

Фоторезистор (рис. 1) состоит из тонкого полупроводникового слоя, который наносится на



изолирующую подложку (2) и помещается в герметичный корпус (4) с окошком (5). Металлические электроды, нанесенные на краевые области полупроводникового слоя, соединяются с двумя выводными клеммами выходящие из корпуса через изолятор (1). Если используется негерметичный корпус, то для предохранения фоточувствительной поверхности фоторезистора от влияния окружающей среды она покрывается тонкой пленкой лака.

Основные характеристики фоторезисторов:

1. Рабочее напряжение

Зависимость силы фототока от напряжения, приложенного к фоторезистору, называется вольт-амперная характеристика (ВАХ) фоторезистора. У фоторезисторов эта зависимость линейная, но при высоких электрических полях наблюдается отклонение от линейности. Пример ВАХ фоторезистора при двух значениях светового потока приведен на рис. 2.

Рабочее напряжение U_p – постоянное напряжение, приложенное к фоторезистору, при котором обеспечиваются номинальные параметры при длительной его работе в заданных эксплуатационных условиях (гарантирующее продолжительную работу фоторезистора). Обычно у фоторезисторов U_p лежит в пределах 4...400 В.

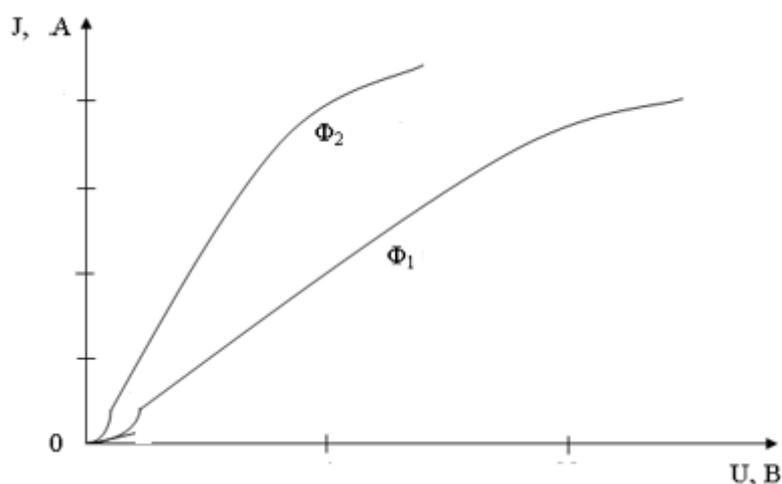


Рис.2 Вольт-амперная характеристика фоторезистора

2. Темновой ток – постоянный ток, текущий в цепи полностью затемненного фоторезистора при номинальном рабочем напряжении.

Он определяется концентрацией равновесных носителей тока в полупроводнике. Обычно он мал и составляет единицы мкА.

3. **Темновое сопротивление** – электрическое сопротивление фоторезистора в состоянии полного затемнения. Типичные значения от сотни кОм до нескольких МОм
4. **Световая характеристика фоторезистора** (рис. 3) изображает зависимость фототока от светового потока при постоянном значении приложенного напряжения. Зависимость линейна при малых световых потоках. При больших световых потоках фототок растет примерно пропорционально корню квадратному от величины светового потока. Наклон световой характеристики зависит от приложенного к фоторезистору напряжения.

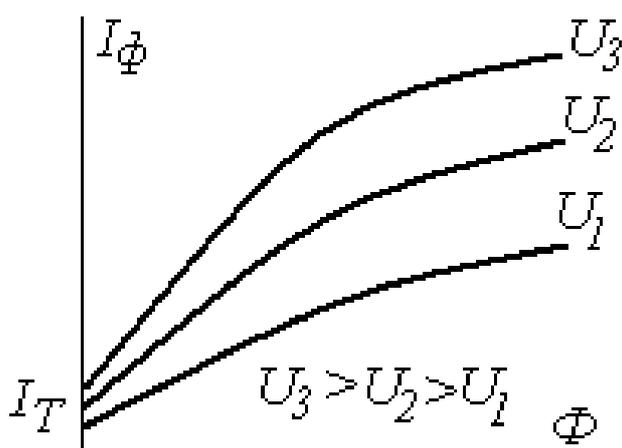


Рис. 3 Световая характеристика фоторезистора

Если световой поток, падающий на фоторезистор задан в люменах, то освещенность рабочей области фоторезистора площади S выразится в люксах ($\text{лм}/\text{м}^2$). В этом случае световая характеристика называется люкс-амперная. Для инфракрасного света или в некоторых специальных случаях, например для монохроматического света, световой поток (поток энергии излучения) задается в ваттах (Вт). В этом случае световая характеристика называется ватт-амперная.

4. **Интегральная чувствительность** K равна отношению фототока, измеряемого при рабочем напряжении к падающему световому потоку:

$$K = \frac{I_{\phi}}{\Phi}$$

В видимой части спектра световой поток удобнее выражать в люменах, а величину фототока ввиду его малости в микроамперах. Тогда K будет измеряться в мкА/лм. Если поток энергии излучения задан в ваттах, то чувствительность выражается в мкА/мВт.

5. **Спектральная характеристика** – это зависимость относительной (т.е. нормированной по максимуму) чувствительности фоторезистора от длины волны излучения при рабочем напряжении на фоторезисторе и постоянной величине потока энергии излучения. Спектральная характеристика определяет спектральный диапазон чувствительности фоторезистора.

Спектральная чувствительность фоторезистора измеряется величиной фототока при рабочем напряжении, приходящейся на единицу потока энергии излучения определенной длины волны.

$$K_{\lambda} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi_{\lambda}}$$

где K_{λ} измеряется в мкА/лм или мкА/мВт.

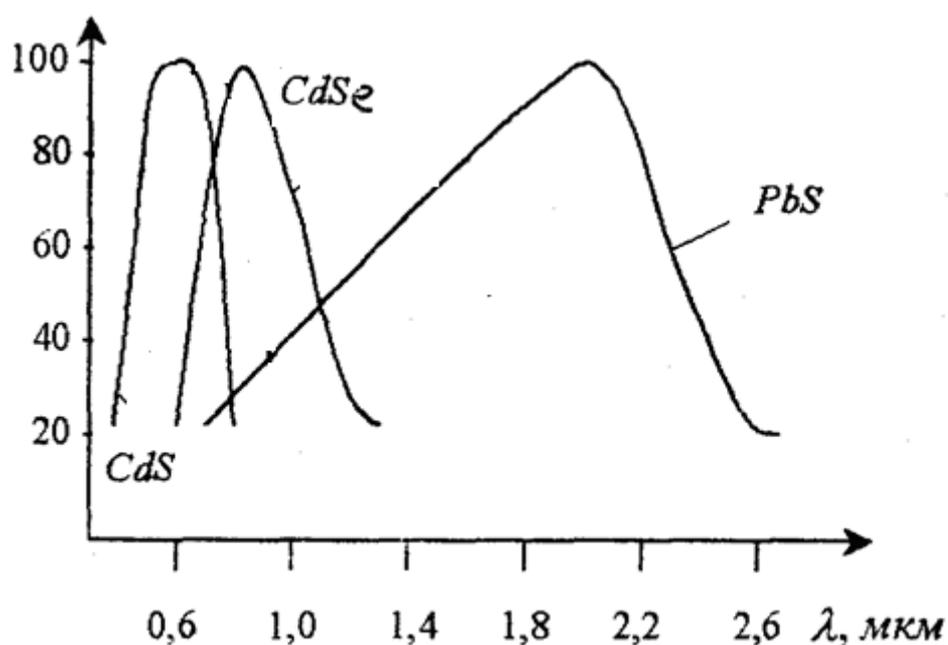


Рис. 4 Спектральная чувствительность фоторезистора

Спектральные характеристики некоторых фоторезисторов приведены на рис. 4. Спектральная чувствительность фоторезистора представляет собой кривую имеющую максимум на некоторой длине волны и коротковолновый и длинноволновый участки спада

чувствительности.

В области больших длин волн энергии кванта недостаточно для генерации свободных носителей заряда (энергия кванта света меньше ширины запрещенной зоны полупроводника) и в этой области спектра чувствительность фоторезистора минимальна.

При уменьшении длины волны, энергия кванта света становится больше и при некотором значении становится равной ширине запрещенной зоны, тогда чувствительность фоторезистора резко возрастает. Эта пороговая длина волны называется красная граница фотоэффекта. При дальнейшем уменьшении длины волны света чувствительность фоторезистора возрастает за счет роста коэффициента поглощения света.

При дальнейшем уменьшении длины волны спектральная чувствительность фоторезистора начинает уменьшаться. Этот спад обусловлен тем, что при значительном увеличении коэффициента поглощения света с уменьшением длины волны, глубина проникновения света в полупроводник сильно уменьшается. Соответственно все неравновесные носители заряда генерируются в тонком приповерхностном слое. Это приводит к возрастанию потерь фототока за счет поверхностной рекомбинации и уменьшению эффективного времени жизни неравновесных носителей заряда. Уменьшение фототока и есть уменьшение чувствительности.

Как видно из характеристик, фоторезисторы с сернисто-кадмиевым светочувствительным элементом имеют максимальную чувствительность в видимой части спектра, фоторезисторы, выполненные на основе селенистого кадмия, наиболее чувствительны к красной и инфракрасной части спектра, а сернисто-свинцовые фоторезисторы имеют максимум чувствительности в инфракрасной области спектра.

6. Частотные характеристики фоторезистора связаны с инерционностью фототока, т.е. при мгновенном появлении светового потока фототок возрастает не мгновенно, а в течение некоторого времени.

То же самое происходит и при резком выключении светового потока, фототок пропадает не мгновенно. Вследствие инертности фоторезисторов световые импульсы различной частоты вызывают различные значения фототока.

Частотными характеристиками фоторезистора являются:

– время возрастания или время спада тока при мгновенном освещении или мгновенном прекращении освещения;

– зависимость фототока от частоты световых импульсов.

Частоту импульсов выражают в герцах, фототок в % к току, полученному при частоте $f=0$. На рис. 5 приведены частотные зависимости фототока фоторезисторов.

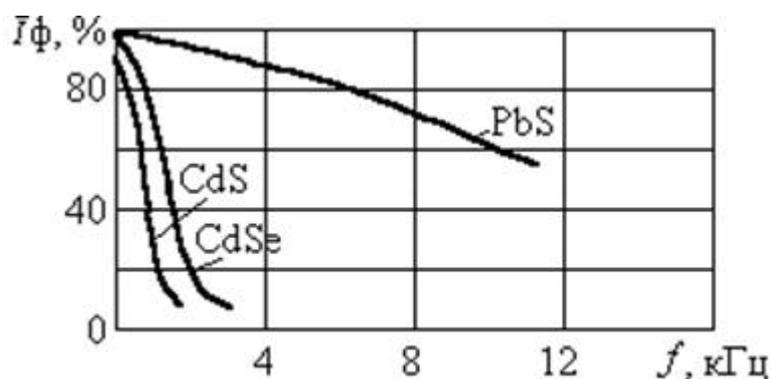


Рис. 5 Частотная зависимость фоторезистора

7. **Интервал рабочих температур фоторезисторов.** Обычно он составляет от -60 до $+40^\circ\text{C}$. Окружающая температура влияет на характеристики фоторезисторов. Например, при увеличении температуры чувствительность и темновое сопротивление фоторезистора уменьшается, а темновой ток возрастает.

Фоторезисторы обладают высокой интегральной чувствительностью, хорошей спектральной характеристикой, большим сроком службы, высокой стабильностью свойств, малыми габаритами, простой технологией изготовления.

К недостаткам фоторезисторов относится: инерционность, отсутствие прямой пропорциональности между величиной фототока и интенсивностью освещения, температурная зависимость.

Метод определения среднего времени жизни неравновесных носителей тока в полупроводниках.

Носители тока, концентрация которых соответствует тепловому равновесию, называются равновесными. При освещении полупроводника в нем образуются избыточные относительно равновесного распределения носители тока. Они получили название неравновесных носителей.

Если в некоторый момент времени осветить полупроводник, то число образуемых за единицу времени в единице объема неравновесных электронов Δn и дырок Δp будет пропорционально интенсивности света I :

$$\Delta n = \beta \alpha I, \quad \Delta p = \beta \alpha I$$

где α – коэффициент поглощения света, β – квантовый выход, т. е. число пар электрон – дырка, образуемых одним квантом света.

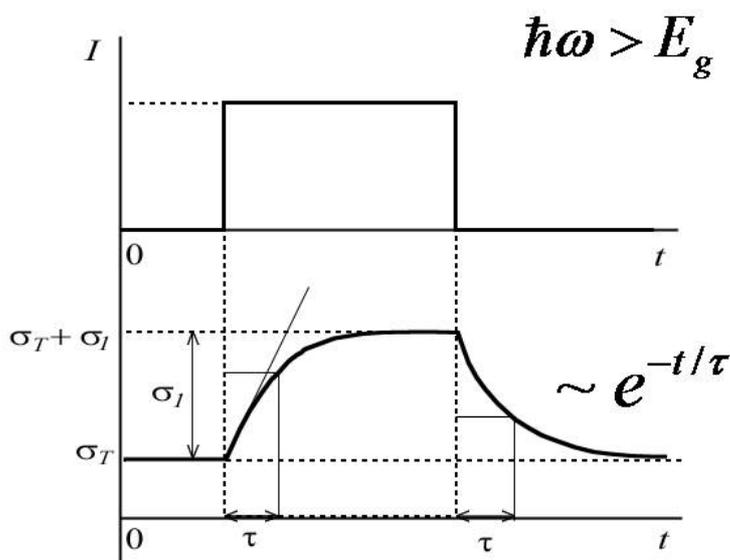


Рис. 6. Временная релаксация фотопроводимости

При отсутствии в полупроводнике процессов рекомбинации концентрация неравновесных носителей возрастала бы со временем по линейному закону (рис. 6):

$$\Delta n = \beta \cdot k \cdot I \cdot t \quad \text{и} \quad \Delta p = \beta \cdot k \cdot I \cdot t.$$

В полупроводнике наряду с процессами генерации неравновесных носителей за счет освещения имеет место и обратный процесс – их рекомбинация. Поэтому спустя некоторое время устанавливается стационарное значение неравновесных концентраций, а следовательно, и

стационарное значение фотопроводимости $\Delta\sigma_\phi$ (рис. 6). Аналогично, при затемнении полупроводника фотопроводимость не исчезает мгновенно (рис. 6). Кривые изменения со временем неравновесной проводимости называют кривыми релаксации.

Изучение кривых релаксации позволяет определить один из важнейших параметров, характеризующий фотопроводимость, — время жизни неравновесных носителей. Оно зависит от скорости рекомбинации неравновесных носителей. Вероятность захвата (рекомбинации) электрона дыркой принято характеризовать сечением захвата q_n . Сечение захвата определяется отношением числа захватов (рекомбинаций) носителей на единице пути к числу атомов в единице объема вещества.

Среднее время τ , которое проходит между двумя встречами электрона с дыркой, называется средним временем жизни неравновесного носителя. Оно связано с сечением захвата q_n соотношением:

$$\tau_n = \frac{1}{q_n v_n p}$$

где v_n — средняя относительная скорость движения электрона и дырки, а p — концентрация дырок.

Если скорость рекомбинации $\frac{n}{\tau}$ пропорциональна первой степени концентрации (линейная рекомбинация), то изменение концентрации неравновесных носителей в единицу времени при освещении определяется соотношением:

$$\frac{dn}{dt} = \beta k I - \frac{n}{\tau}$$

Решение этого уравнения имеет следующий вид:

$$n = n_0(1 - e^{-t/\tau})$$

где n_0 — стационарная концентрация носителей тока (при $t \rightarrow \infty$).

Если полупроводниковый образец после освещения затемнить, то изменение неравновесной концентрации происходит по закону:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau}$$

Решением этого уравнения является

$$n = n_0 e^{-t/\tau}$$

Фототок выражается как

$$I = e \cdot \mu \cdot n \cdot S \cdot E$$

где μ – подвижность носителей, E – напряженность поля, S – сечение полупроводника, n_0 – концентрация носителей. Следовательно, закон релаксации фототока при освещении фоторезистора запишется в виде

$$I = I_0(1 - e^{-t/\tau})$$

Закон релаксации фототока при затемнении фоторезистора

$$I = I_0 e^{-t/\tau}$$

Время жизни τ можно определить, зная за какой промежуток времени t фототок изменится, например, на 50%. Если начальный ток I_0 , а за время t величина фототока изменилась на 50%, то

$$\frac{1}{2} I_0 = I_0 e^{-t/\tau}$$

Откуда

$$\tau = \frac{t}{\ln 2} \quad (1)$$

ОПИСАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Функциональная блок-схема экспериментальной установки приведена на рисунке 7. Основными элементами установки являются: исследуемый фоторезистор типа ФСК, источник монохроматического света СД, модулятор света, источник стабилизированного напряжения и электронный осциллограф.

Фоторезистор и светодиод укреплены на специальной платформе оптической камеры ОК и закрываются металлическим цилиндром, экранирующим от воздействия внешних источников света. На фоторезистор через резистор подается напряжение от стабилизированного источника постоянного тока. В качестве источника света выбраны светодиоды типа L-53SRC, L-53SGC, L-934PBC, излучающие в диапазоне

длин волн от 0,4 до 0,6 мкм. В качестве модулятора света используется генератор прямоугольных импульсов с регулируемой амплитудой, длительностью и скважностью импульсов.

Если на исследуемый фоторезистор ФСК подать постоянное стабилизированное напряжение от выпрямителя, а затем осветить его модулированным светом, то в цепи фоторезистора будет течь переменный пульсирующий электрический ток, который создает на сопротивлении R , включенном последовательно с ФСК, некоторое падение напряжения U . Это напряжение подается на вход «Y» вертикального усилителя осциллографа. Горизонтальная развертка осциллографа осуществляется от внешнего генератора запускающих импульсов ГЗИ, которые подаются на вход «X».

Импульсная вспышка светодиода создает через фоторезистор экспоненциально изменяющийся ток – релаксационную кривую, которая наблюдается на экране осциллографа.

По релаксационной кривой можно рассчитать время жизни неравновесных носителей тока в фоторезисторе.

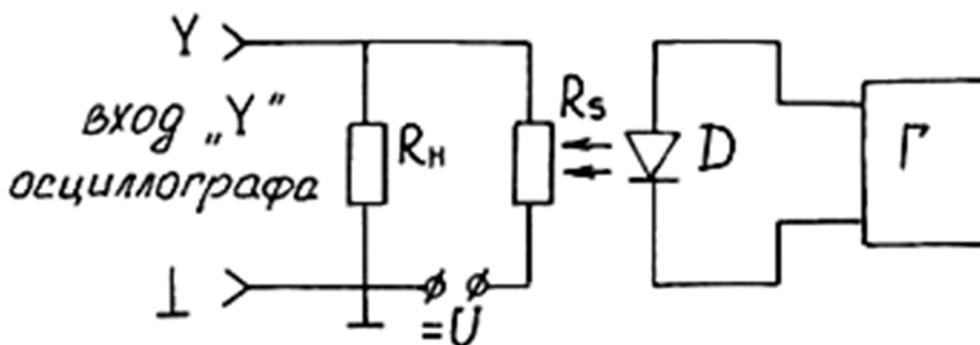


Рис. 7.

Порядок выполнения работы.

1. Собрать схему (рис. 7).
2. Подключить к клеммам оптической камеры ОК исследуемый фоторезистор и излучающий светодиод (по указанию преподавателя).
3. Включить источник питания и электронные блоки установки.
4. Установить с помощью регулировочных потенциометров ГЗИ

необходимую длительность и частоту следования прямоугольных импульсов.

5. Установить необходимое напряжение на исследуемом фоторезисторе (по указанию преподавателя).

6. Получить на экране и зарисовать релаксационные кривые.

7. Определить цену деления масштабной сетки осциллографа.

8. Используя кривую спада фототока фоторезистора определить время затемнения фоторезистора t , в течение которого величина фототока I уменьшается в два раза, по формуле:

$$t = m \cdot N,$$

где m – цена деления горизонтальной развертки осциллографа, сек/см; N – расстояние по горизонтали от точки начала релаксационной кривой (рис. 5) до точки, соответствующей уменьшению фототока фоторезистора в два раза.

9. Результаты измерений занести в таблицу.

10. Провести измерения t и расчет τ для другого отношения величины фототока I/I_0 (например, $I/I_0 = 0,25$).

11. Повторить пункты 1 – 9 для различных напряжений на опорном резисторе фоторезистора (по указанию преподавателя).

12. Повторить пункты 1 – 10 для других источников света (светодиодов), входящих в комплект данной установки.

13. Повторить пункты 1 – 11 для других типов фоторезисторов, входящих в комплект данной установки.

14. Рассчитать по формуле (1) время жизни τ неравновесных носителей тока исследуемых фоторезисторов.

15. Оценить относительную и абсолютную погрешность определения времени жизни τ неравновесных носителей тока исследуемых фоторезисторов.

16. Построить график зависимости времени τ исследуемого фоторезистора (по указанию преподавателя) от длины волны λ светового

излучения.

17. Построить график зависимости времени τ исследуемого фоторезистора (по указанию преподавателя) от амплитуды импульса светового излучения.

18. Построить график зависимости времени τ исследуемого фоторезистора (по указанию преподавателя) от длительности импульса светового излучения.

19. Сравнить и проанализировать полученные графические зависимости времени τ .

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем состоит явление фотопроводимости?
2. Какая разница между равновесными и неравновесными носителями тока?
3. Дайте определение «времени жизни» неравновесного носителя.
4. Чем обусловлена большая инерционность фотосопротивления?
5. Что называется сечением захвата и какова его размерность?
Где применяются фоторезисторы?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5 ИЗУЧЕНИЕ ДИОДОВ ШОТТКИ

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

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

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

- отсутствует инжекция и накопление неосновных носителей заряда в базовой области (в полупроводнике);
- меньше величина прямого падения напряжения;
- теплоотвод от выпрямляющего ток контакта металл/полупроводник лучше, чем у p - n -перехода (при нормальных условиях теплопроводность поликристаллических Al, Pd и Mo больше теплопроводности кристаллического кремния);
- выпрямляющие свойства сохраняются при больших частотах и плотностях электрического тока.

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 $\chi_2 = E_0 - E_{c2}$ — 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 температуре 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.

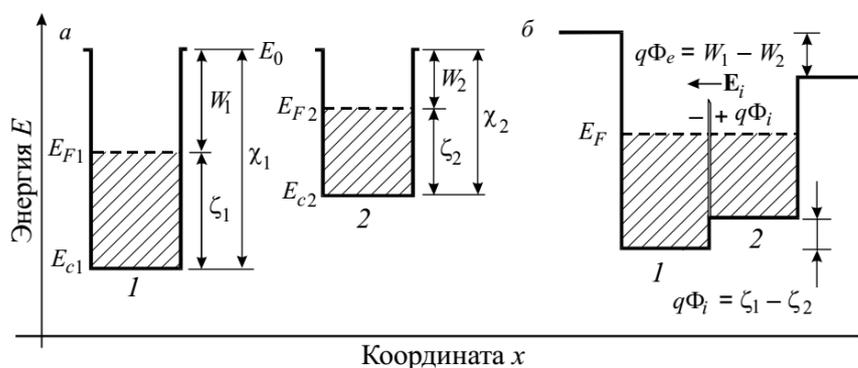


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма: *a* — двух не контактирующих металлов; *б* — двух металлов в электрическом контакте после установления термодинамического равновесия

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_i , 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 Φ_i — внутренняя контактная разность потенциалов (потенциальный барьер); ζ_1 и ζ_2 — химический потенциал металлов 1 и 2 соответственно. Внешнюю контактную разность потенциалов Φ_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 Φ_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 Φ_e остается постоянной. Поэтому, согласно соотношению $\Phi_e = Q/C$, где $C = \epsilon_0 S/d$ — емкость плоского конденсатора, ϵ_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.

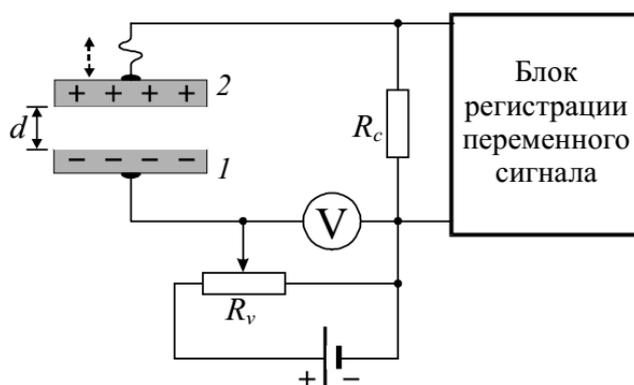


Рис. 2 Определение контактной разности потенциалов между пластинами 1 и 2

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.

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).

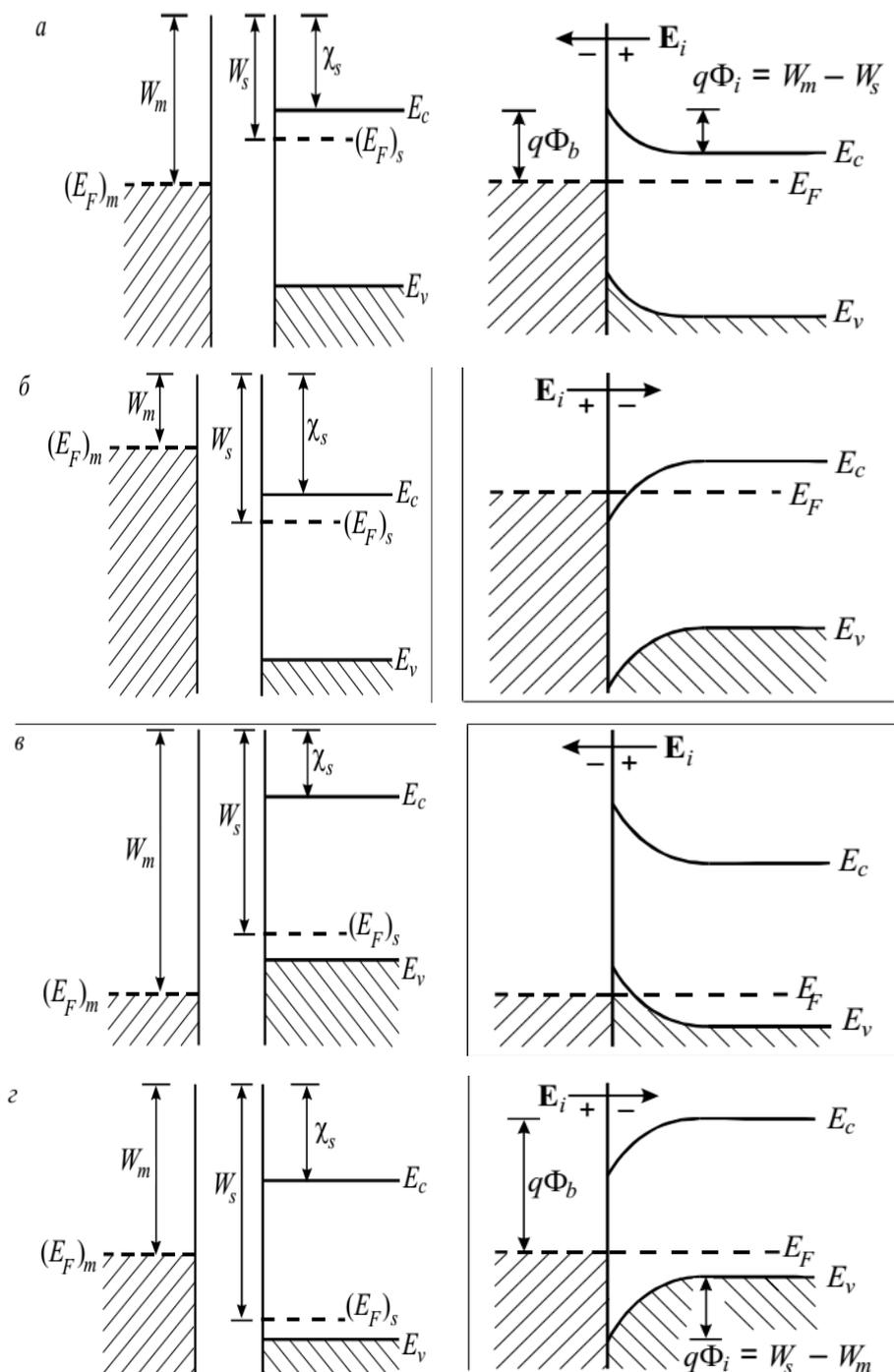


Рис. 3 Зонная диаграмма металла и полупроводника (слева – до электрического контакта, справа – после контакта и установления равновесия): а, б – для полупроводника n -типа электропроводности; в, г – для полупроводника p -типа; а, в – при $W_m > W_s$; б, г – при $W_m < W_s$. Величина барьера для электронов 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 симметрична, 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.

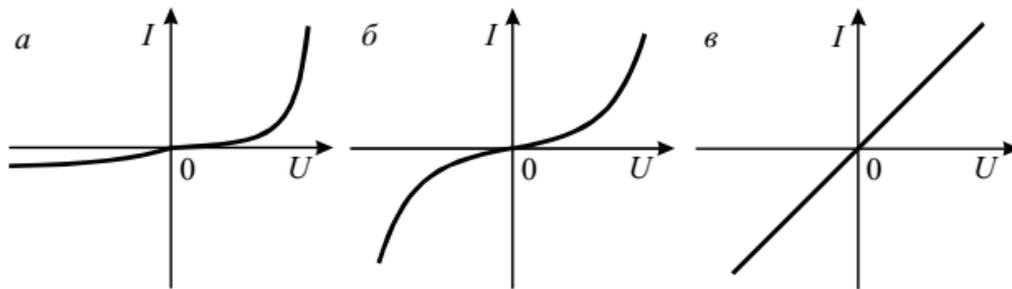


Рис. 4. Идеализированные зависимости тока I от разности потенциалов U на различных типах контактов (вольт-амперные характеристики).

Создание обогащенного основными носителями заряда приповерхностного 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.

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

$$q\Phi_i = W_m - W_i \quad (1)$$

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 $n = N_d$.

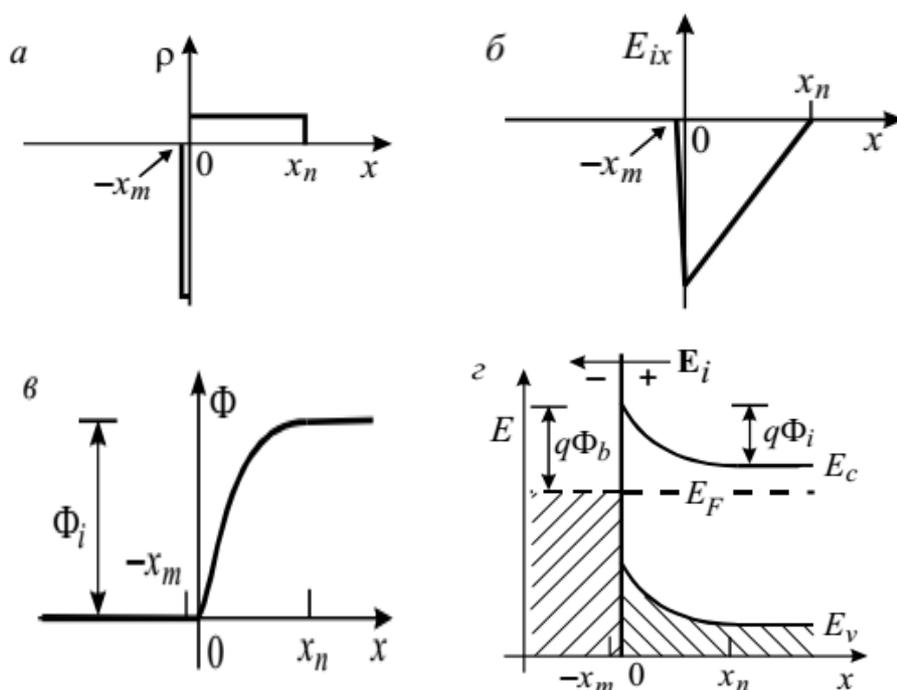


Рис. 5. Пространственные распределения поперек барьера Шоттки: а – плотности заряда ρ ; б – проекции напряженности электрического поля E_{ix} ; в – потенциала Φ . Энергетическая зонная диаграмма в равновесии (г)

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⁻³ и $T \approx 300$ К). Поэтому можно считать, что контактная разность потенциалов Φ_i практически полностью приходится на примыкающую к металлу область полупроводника (рис. 5). Плотность объемного заряда ρ 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

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

где $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ — статическая диэлектрическая проницаемость нелегированного полупроводника, ε_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:

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

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

$$\Phi(x_n) = k_2 = \Phi_i \quad (7)$$

$$\left. \frac{d\Phi}{dx} \right|_{x=x_n} = k_1 = 0$$

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

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \Phi_i - \frac{qN_d}{2\varepsilon} (x_n - x)^2 \\ E_{ix} &= -\frac{qN_d}{\varepsilon} (x_n - x) \end{aligned} \quad (8)$$

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

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

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

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

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. 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 $x_n / l_{DH} = \sqrt{2(W_s - W_m) / k_B T}$

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 считается 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 (≈ 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.

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 толщи 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

$$C = \frac{S\varepsilon\varepsilon_0}{x_n} = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 q N_d}{2\Phi_i}} \quad (11)$$

где S — площадь контакта; $\varepsilon=11.5$ — 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:

$$x_n(U) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\Phi_i - U)}{qN_d}} \quad (12)$$

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:

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 q N_d}{2(\Phi_i - U)}} \quad (13)$$

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

$$\left(\frac{S}{C}\right)^2 = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 N_d} \Phi_i - \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 N_d} U = A - BU \quad (14)$$

где $B = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 N_d}$; $A = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 N_d} \Phi_i$.

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

$$N_d = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 B} = n \quad (15)$$

а также контактную разность потенциалов:

$$\Phi_i = \frac{A}{B} \quad (16)$$

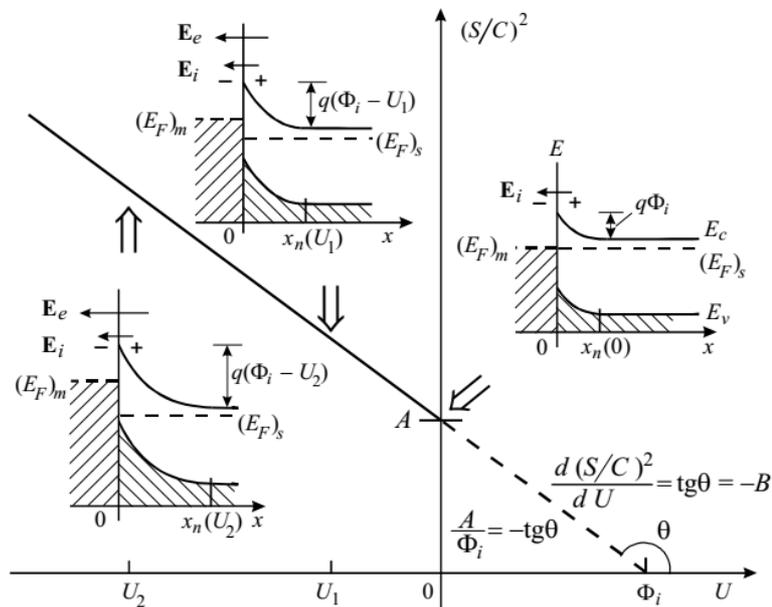


Рис. 8. Представление зависимости емкости C барьера Шоттки площадью S от разности потенциалов U , создаваемой на барьере внешним источником, в виде прямой линии: $(S/C)^2 = A - BU$. При обратном смещении напряженность внешнего электрического поля E_e совпадает с напряженностью внутреннего контактного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

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

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

$$y_1 = -\sum_{k=1}^v U_k < 0; \quad y_2 = \sum_{k=1}^v U_k^2; \quad y_3 = \sum_{k=1}^v U_k \left(\frac{S}{C_k} \right)^2 < 0; \quad y_4 = \sum_{k=1}^v \left(\frac{S}{C_k} \right)^2$$

и находим

$$N_d = \frac{2}{q \varepsilon \varepsilon_0} \frac{(y_1^2 - v y_2)}{(v y_3 - y_1 y_4)}; \quad \Phi_i = \frac{y_1 y_3 - y_2 y_4}{v y_3 - y_1 y_4} \quad (17)$$

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 обратного смещенного 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.

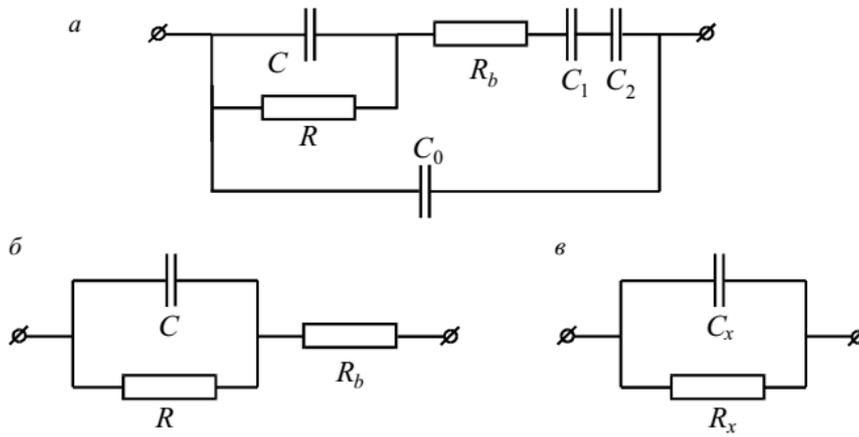


Рис. 9. Эквивалентные схемы обратносмещенного диода Шоттки: *a* — общий случай; *б* — схема без учета геометрической емкости C_0 и емкостей C_1, C_2 омических контактов $n\text{-Si}/n^+\text{-Si}$ и $n^+\text{Si}/\text{Ti}$; *в* — эквивалентная схема диода “на измерительном приборе”; C и R — емкость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

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. 9 б).

Как правило, измерительный прибор представляет полное сопротивление измеряемого объекта в виде параллельной эквивалентной схемы замещения (рис. 9в). Приравнивая 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:

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

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

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

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 . Приближенно $R_b = \rho_b L / S$, где ρ_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 обратно смещенного диода Шоттки по эквивалентной схеме (рис. 9) при $R_b \ll R$ есть

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

Замечание 4. Понятие дифференциальной емкости обратно смещенного диода Шоттки $C = -\frac{dQ_n}{dU} = -qN_d S \frac{dx_n}{dU}$ 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 $U < 0$.

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 ρ_b .
При $f \ll 1/\tau_M$ заряд будет синфазно реагировать на внешнее напряжение.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И АЛГОРИТМ ВЫПОЛНЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 10.

Технические данные измерителя иммитанса Е7–14:

рабочая частота $f = 0.1; 1; 10 \text{ кГц};$

диапазоны измерения:

сопротивления $R = (10^{-4} - 10^7) \text{ Ом};$

проводимости $G = (10^{-10} - 10^1) \text{ См};$

емкости $C = (10^{-15} - 1.6 \cdot 10^{-2}) \text{ Ф};$

индуктивности $L = (10^{-9} - 1.6 \cdot 10^4) \text{ Гн};$

тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta = 10^{-4} - 10^4;$

добротности $Q = 10^{-4} - 10^4;$

погрешность измерения 0.1 %;

напряжение смещения V :

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 «▶0◀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 «▶0◀КЗ». 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 В). Выбранный Вами уровень сигнала отмечается включением светодиода.

6. Нажатием кнопки  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 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.



Рис. 9 Блок схема экспериментальной установки

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

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

12. 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.

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 Φ_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.

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 шарiku, то какой заряд будет на ближайшей к шарiku 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.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПРОВОДИМОСТЬ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы - изучить основы зонной теории твердых тел, исследовать температурную зависимость электропроводности металла и полупроводника, определить температурный коэффициент сопротивления металла и энергию активации полупроводника.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Полная теория твердого тела, включающая описание проводимости металлов и полупроводников, должна основываться на квантово-механическом рассмотрении системы большого числа составляющих его частиц. Для вычисления различных физических характеристик такой системы нужно решить соответствующее уравнение Шрёдингера, представляющее собой дифференциальное уравнение в частных производных, содержащее столько переменных, сколько степеней свободы имеет эта система.

В физике твердого тела в эту систему входят все электроны и ядра атомов, образующие тело. Таким образом, число степеней свободы, а с ним и число переменных в уравнении Шрёдингера оказывается макроскопически большим – порядка 10^{22} – 10^{23} . Вследствие взаимодействия между частицами переменные не разделяются, и мы приходим к математической задаче исключительной трудности.

По этой причине современная квантовая теория вынуждена основываться на ряде упрощающих предположений. Зонная теория представляет сравнительно простую квантово-механическую схему, учитывающую наиболее важные особенности движения электронов во многих кристаллах. Зонная теория базируется на следующих основных предположениях:

- 1) при описании движения электронов атомные ядра, ввиду их большой массы, рассматриваются как неподвижные источники поля, действующего на электроны;

2) расположение ядер в пространстве считается точно периодическим: они размещаются в узлах идеальной решетки данного кристалла. Математически это выражается в том, что для любого кристалла можно указать три таких не лежащих в одной плоскости основных вектора $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$, что весь кристалл можно представить как последовательное повторение построенного на них параллелепипеда, называемого элементарной ячейкой данного кристалла;

3) система электронов, взаимодействующих с атомными ядрами и друг с другом по закону Кулона, заменяется системой независимых электронов, движущихся в потенциальном поле, которое складывается из поля атомных ядер и эффективного поля, приближенно описывающего взаимодействие между электронами.

Таким образом, в рамках зонного приближения квантово-механическая задача о системе электронов в твердом теле сводится к задаче об одном электроне, движущемся в заданном внешнем электростатическом поле, описываемом потенциалом $\varphi(\vec{r})$. Правильную пространственную структуру кристалла естественно отразить условием периодичности потенциала при сдвиге аргумента \vec{r} на вектор решетки $\vec{a}_n = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3$.

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi(\vec{r} + \vec{a}_n) \quad (1)$$

где индекс n обозначает совокупность целых чисел (n_1, n_2, n_3) . Поведение электрона в кристалле описывается решениями стационарного уравнения Шрёдингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \psi(\vec{r}) + U(\vec{r}) \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad (2)$$

где m_e – масса электрона, $U(\vec{r}) = -e\varphi(\vec{r})$ – потенциальная энергия электрона в кристалле. Определив из уравнения (2) волновую функцию $\psi(\vec{r})$, можно найти по известным правилам квантовой механики средние значения всех величин, характеризующих поведение электрона в кристалле.

Потенциальная энергия электрона обладает, согласно (1), свойством инвариантности (invariant – неизменный) относительно сдвига на вектор решетки \vec{a}_n . Это обстоятельство позволяет установить важное свойство волновой функции $\psi(\vec{r})$, не решая уравнения (2). Действительно, поскольку оператор Лапласа ∇^2 также инвариантен относительно сдвига $\vec{r} \rightarrow \vec{r} + \vec{a}_n$, то функция $\psi(\vec{r} + \vec{a}_n)$ также является решением уравнения (2), принадлежащим тому же собственному значению энергии E . Если этому собственному значению принадлежит только одна собственная функция (т. е. энергетический уровень не вырожден), то функции $\psi(\vec{r})$ и $\psi(\vec{r} + \vec{a}_n)$ могут отличаться только постоянным множителем:

$$\psi(\vec{r} + \vec{a}_n) = c_n \psi(\vec{r}) \quad (3)$$

Легко найти явный вид зависимости c_n от вектора \vec{a}_n . Для этого нужно произвести два последовательных сдвига аргумента функции $\psi(\vec{r})$ на \vec{a}_n и $\vec{a}_{n'}$, учитывая, что по определению вектора решетки $\vec{a}_n + \vec{a}_{n'} = \vec{a}_{n+n'}$. Тогда из (3) следует, что $c_n c_{n'} = c_{n+n'}$. Прямой подстановкой легко убедиться, что это функциональное уравнение имеет решение

$$c_n = e^{i\vec{k}\vec{a}_n} \quad (4)$$

где \vec{k} – произвольный вещественный вектор ($\vec{k}\vec{a}_n$ – скалярное произведение).

Равенства (3) и (4) позволяют придать функции $\psi(\vec{r})$ следующий вид:

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (5),$$

где $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ – периодическая функция с периодом решетки

$$u_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{a}_n) \quad (6),$$

удовлетворяющая дифференциальному уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 u_{\vec{k}}(\vec{r}) - i \frac{\hbar^2}{m_e} \nabla u_{\vec{k}}(\vec{r}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} u_{\vec{k}}(\vec{r}) + U(\vec{r}) u_{\vec{k}}(\vec{r}) = E u_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (7)$$

Это уравнение следует из уравнения (2) при подстановке в него функции (5). Функции вида (5) с условием периодичности (6) называют функциями Блоха.

Уравнение (7) представляет собой обычную задачу на собственные функции и собственные значения, в которой компоненты вектора \vec{k} играют роль параметров. Разумеется, от них зависят не только собственные функции, но и собственные значения энергии: $E = E(\vec{k})$. Проводя формальную аналогию функции (5) с пространственной частью плоской волны $\psi(\vec{r}) = Ae^{i\vec{k}\vec{r}}$ с амплитудой A и волновым вектором \vec{k} , вектор \vec{k} в (5) называют квазиволновым вектором.

Из (5) и (6) очевидно вытекает, что

$$\psi(\vec{r} + \vec{a}_n) = e^{i\vec{k}\vec{a}_n}\psi(\vec{r}) \quad (8)$$

Таким образом, вектор \vec{k} характеризует закон преобразования волновой функции электрона при сдвиге ее аргумента на какой либо вектор решетки.

Кроме того, различным значениям квазиволнового вектора соответствуют различные функции $u_{\vec{k}}(\vec{r})$, входящие в $\psi(\vec{r})$. Поэтому его компоненты можно рассматривать как квантовые числа, характеризующие данное стационарное состояние. Однако квазиволновой вектор определяется неоднозначно. Действительно, так как мнимая экспонента является периодической функцией с периодом 2π , то векторы \vec{k} и $\vec{k} + \vec{b}$ будучи подставленными в правую часть (8), дадут один и тот же результат, если $\vec{a}_n\vec{b} = 2\pi q$, где q – целое число.

Следовательно, векторы \vec{k} и $\vec{k} + \vec{b}_m$ физически эквивалентны: оба они определяют одно и то же преобразование волновой функции. Нетрудно показать, что это условие выполняется для любого вектора

$$\vec{b} = m_1\vec{b}_1 + m_2\vec{b}_2 + m_3\vec{b}_3 = \vec{b}_m \quad (9)$$

где $m = (m_1, m_2, m_3)$, m_1, m_2, m_3 – произвольные целые числа, а $\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{V_0}\vec{a}_2 \times \vec{a}_3$, $\vec{b}_2 = \frac{2\pi}{V_0}\vec{a}_3 \times \vec{a}_1$, $\vec{b}_3 = \frac{2\pi}{V_0}\vec{a}_1 \times \vec{a}_2$, $V_0 = |\vec{a}_1(\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)|$ – объем элементарной ячейки кристалла (знак « \times » – знак векторного произведения). Модули векторов $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ имеют размерность обратной

длины. На векторах $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ так же, как на векторах $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$, можно построить периодическую решетку, которую называют обратной (по отношению к решетке данного кристалла). Векторы $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ называют основными векторами обратной решетки, а \vec{b}_m - вектор обратной решетки.

Векторы \vec{k} и $\vec{k} + \vec{b}_m$ эквивалентны физически и поэтому соответствующие значения энергии должны совпадать: $E(\vec{k} + \vec{b}_m) = E(\vec{k})$. Это обстоятельство позволяет ограничить изменение компонент вектора \vec{k} конечной областью, исчерпывающей все их физически неэквивалентные значения. Такая область называется зоной Бриллюэна. Ее выбор неоднозначен. Можно, например, выбрать в качестве зоны Бриллюэна область в \vec{k} -пространстве, определяемую неравенствами

$$-\pi < \vec{k}\vec{a}_1 \leq \pi, -\pi < \vec{k}\vec{a}_2 \leq \pi, -\pi < \vec{k}\vec{a}_3 \leq \pi \quad (10)$$

Ее называют первой зоной Бриллюэна. Первая зона Бриллюэна. Первая зона Бриллюэна в \vec{k} -пространстве некоторый параллелепипед, содержащий начало координат. В частности, в простой кубической решетке векторы $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ взаимно перпендикулярны, причем $a_1 = a_2 = a_3 = a$ (константу a называют постоянной решетки). Тогда, выбирая координатные оси вдоль этих векторов, получаем из (10):

$$-\frac{\pi}{a} < k_x \leq \frac{\pi}{a}, -\frac{\pi}{a} < k_y \leq \frac{\pi}{a}, -\frac{\pi}{a} < k_z \leq \frac{\pi}{a} \quad (11)$$

Неравенства (11) определяют в \vec{k} -пространстве куб со стороной $\frac{2\pi}{a}$. Любой вектор \vec{k}' с компонентами вне этой зоны будет эквивалентен некоторому вектору \vec{k} с компонентами внутри нее, определяемому равенством $\vec{k} = \vec{k}' + \vec{b}_m$, где \vec{b}_m - выбранный должным образом вектор (9). Зона Бриллюэна есть чисто геометрическое понятие. Ее форма зависит только от структуры решетки.

Неравенства (11) определяют пределы изменения компонент квазиволнового вектора, но ничего не говорят об их физически допустимых значениях. Таковые определяются граничными условиями,

накладываемыми на волновую функцию $\psi(\vec{r})$. Строго говоря, граничные условия должны отражать физическую ситуацию на поверхности образца, определяемую характером сил, действующих на электроны. Выделим тогда «внутреннюю область» кристалла, определив ее как область, в которой не сказываются поверхностные эффекты. Внутреннюю область разобьем на ряд достаточно больших частей. Например, в кристалле с простой кубической решеткой – на ряд кубов со стороной $L=Na$, $N \gg 1$. Поскольку различные кубы ничем не выделены, естественно потребовать, чтобы значения функции $\psi(\vec{r})$ в отстоящих друг от друга на расстоянии L точках соседних кубов были одинаковыми:

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(x + L, y, z) = \dots = \Psi(x + L, y + L, z + L) \quad (12)$$

Условия (12) называются условиями периодичности Кармана – Борна. Накладывая эти условия на функцию (5) и принимая во внимание (6), находим допустимые значения компонент квазиволнового вектора:

$$k_x = \frac{2\pi}{L} n_x, k_y = \frac{2\pi}{L} n_y, k_z = \frac{2\pi}{L} n_z \quad (13)$$

где n_x, n_y, n_z – целые числа, ограниченные условиями (11). Таким образом, значения компонент квазиволнового вектора образуют дискретную совокупность. Однако разности их соседних значений, равные $2\pi/L$, очень малы. Спектр значений такого типа называют *квазинепрерывным*.

Собственные значения энергии электрона в кристалле, определяемые из уравнения (7), зависят от квазиволнового вектора: $E = E(\vec{k})$. При заданном векторе \vec{k} уравнение (7) имеет много собственных значений и принадлежащих им собственных функций. Пронумеруем их индексом q , расположив значения $E_q(\vec{k})$ в возрастающем порядке:

$$E_1(\vec{k}) \leq E_2(\vec{k}) \leq E_q(\vec{k})$$

Пусть компоненты вектора \vec{k} пробегает квазинепрерывно первую зону Бриллюэна. Тогда можно доказать, что для каждого q значения

функции $E_q(\vec{k})$ квазинепрерывно заполняют некоторый промежуток $[E_{q,min}(\vec{k}), E_{q,max}(\vec{k})]$ на энергетической оси, т. е.

$$E_{q,min}(\vec{k}) \leq E_q(\vec{k}) \leq E_{q,max}(\vec{k}) \quad (14)$$

Этот промежуток носит название энергетической зоны. Число различных зон равно числу значений, принимаемых индексом q . По этой причине его называют номером зоны или зонным индексом. Границы промежутка $E_{q,min}(\vec{k})$ и $E_{q,max}(\vec{k})$ называют, соответственно, дном и потолком зоны. Разность $\Delta E_q = E_{q,max}(\vec{k}) - E_{q,min}(\vec{k})$ называют шириной q -й зоны. Обратимся теперь к зависимости собственных значений энергии от зонного индекса q . Рассмотрим две соседние зоны, характеризуемые функциями $E_q(\vec{k})$ и $E_{q+1}(\vec{k})$. Согласно (14), может реализоваться одна и двух возможностей:

$$E_{q,max}(\vec{k}) < E_{q+1,min}(\vec{k}) \quad (15)$$

$$E_{q,max}(\vec{k}) \geq E_{q+1,min}(\vec{k}) \quad (16)$$

В случае (15) значения энергии, лежащие в интервале, разделяющем q -ю и $q+1$ -ю зоны, не относятся к собственным значениям задачи (7). Физически это означает, что в отсутствие внешних полей электрон в идеальном кристалле такую энергию иметь не может. В связи с этим интервал $(E_{q,max}(\vec{k}), E_{q+1,min}(\vec{k}))$ называют запрещенной зоной. Разность

$$\Delta E_{q,q+1} = E_{q+1,min}(\vec{k}) - E_{q,max}(\vec{k})$$

есть ширина запрещенной зоны. В противоположность запрещенной зоне, энергетическая зона (14) называется разрешенной (рис. 1, а). При выполнении же условия (16) q -я и $q+1$ -я зоны или перекрываются, или смыкаются (в случае знака равенства). Запрещенная зона в любом случае отсутствует (рис. 1, б).

Характеристики зонного спектра, т. е. ширины разрешенных и запрещенных зон, значения компонент квазиволнового вектора, при которых функции $E_q(\vec{k})$ (достигают максимумов и минимумов, и т. п.

определяются конкретными особенностями данного кристалла. Их можно найти, решая уравнение Шрёдингера (2) с соответствующей данному кристаллу функцией $U(\vec{r})$.

Таким образом, рассмотренная схема описания, сводящая многоэлектронную задачу к одноэлектронной, приводит к выводу о зонном характере энергетического спектра электрона в идеальном кристалле. Это обстоятельство и определило ее название – зонная теория.

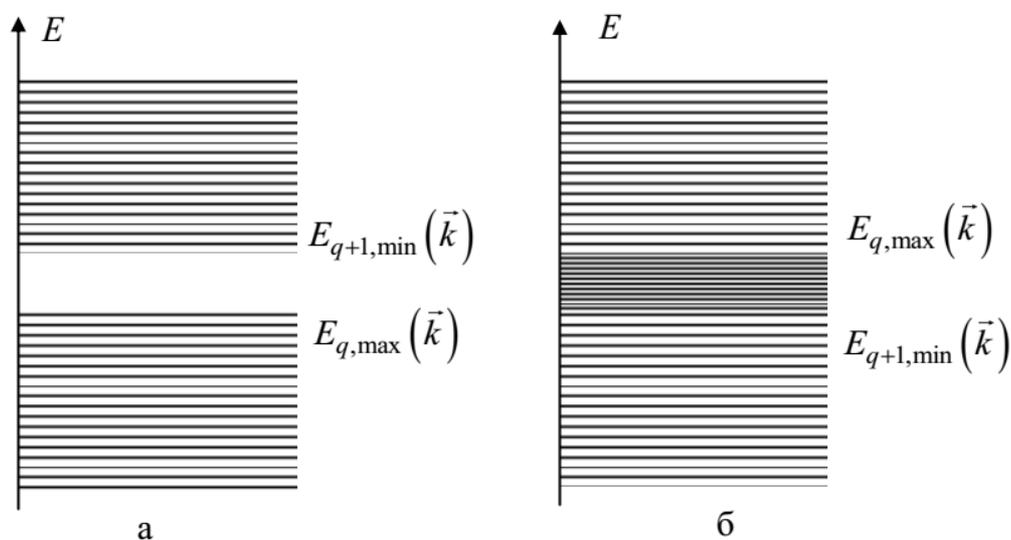


Рис. 1. Энергетические зоны: а – неперекрывающиеся; б – перекрывающиеся

Тот факт, что в рамках зонной теории рассматривается многоэлектронная система, находит свое отражение при распределении электронов в кристалле по найденным одночастичным состояниям. Это распределение производится в соответствии с квантовой статистикой Ферми – Дирака, в основе которой лежат принцип тождественности (неразличимости) одинаковых частиц (например, электронов в кристалле) и принцип Паули. Применительно к электронам принцип Паули гласит: в любой многоэлектронной системе не существует более одного электрона в данном квантовом состоянии.

Таким образом, количество электронов на каждом из энергетических уровней разрешенных зон не может быть больше кратности вырождения уровня. В частности, при вырождении уровней только по спиновому

квантовому числу $m_s = \pm \frac{1}{2}$, количество электронов на каждом уровне не превышает двух.

Закон распределения N_e электронов, находящихся в объеме V при температуре T по одночастичным состояниям, называемый законом распределения Ферми – Дирака, имеет следующий вид:

$$dN_e = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} dv \quad (17)$$

Здесь dN_e – число электронов, распределенных между $dv(E)$ одночастичными состояниями с энергией в интервале от E до $E+dE$, k – постоянная Больцмана, E_F – зависящий от N_e , T и V параметр распределения, имеющий размерность энергии. Этот параметр называется энергией Ферми (или уровнем Ферми) и определяется из условия нормировки, фиксирующего полное число частиц системы:

$$\int_0^{\infty} \frac{dv(E)}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} = N_e \quad (18)$$

Входящую в закон (17) функцию

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} \quad (19)$$

называют функцией распределения Ферми – Дирака.

Представление о разрешенных и запрещенных зонах в сочетании с принципом Паули позволяет выяснить причину различия между металлами, полупроводниками и диэлектриками, влекущую за собой различие и в наблюдаемых электрических, и других их свойствах. Для этой цели рассмотрим, как распределяются электроны по уровням разрешенных энергетических зон, в предельном случае температуры, стремящейся к абсолютному нулю. Будем считать для простоты, что каждый уровень двукратно вырожден по квантовому числу m_s . Тогда в соответствии с принципом Паули при $T \rightarrow 0$ К все N_e электронов в кристалле займут первые

$\left[N + 1/2 \right]$ уровней энергии (квадратные скобки обозначают целую часть числа). При этом имеются три возможности:

1) самая верхняя зона, содержащая электроны, занята не полностью, а содержит и вакантные уровни;

2) верхняя зона, содержащая электроны, заполнена целиком, но смыкается или перекрывается со следующей более высокой зоной;

3) верхняя, целиком заполненная зона, отделена от следующей свободной разрешенной зоны промежутком запрещенных значений энергии (запрещенной зоной).

Наивысшую из заполненных (при $T=0$ К) зон во всех трех случаях называют валентной, а наинизшую из свободных в случаях 2) и 3) – зоной проводимости. Верхнюю границу (потолок) валентной зоны принято обозначать через E_v , а нижнюю границу (дно) зоны проводимости – через E_c .

Электрические свойства кристаллов в первых двух и в третьем случаях оказываются принципиально различными. Действительно, поместим кристалл в постоянное внешнее электрическое поле. Чтобы вызвать электрический ток, поле должно сообщить электронам ускорение, а это значит перевести их на более высокие энергетические уровни.

Очевидно, что в слабом поле эти уровни должны быть близки к заполненным и свободными. Иначе, по принципу Паули, переход электронов на них окажется невозможным. Из сказанного следует, что в случаях 1) и 2) сколь угодно слабое внешнее поле создаст электрический ток. Кристалл в этих случаях ведет себя как металл.

Понятно, что в случае 3) слабое поле тока вызвать не может: электронам некуда переходить. Здесь для создания тока нужна их предварительная «активация». Часть электронов должна быть переведена в состояния, соответствующие уровням энергии свободной зоны за счет какого-либо источника энергии (условно говорят, что часть электронов

должна быть переведена из валентной зоны в зону проводимости). Ясно, что энергия активации должна быть не меньше ширины запрещенной зоны – $\Delta E = E_c - E_v$. В случае $\Delta E \sim 1-2$ эВ такой кристалл является полупроводником, а если $\Delta E > 2$ эВ – диэлектриком.

Итак, согласно сказанному выше, полупроводниками являются кристаллические вещества, у которых при $T=0$ К валентная зона полностью заполнена валентными электронами, а ширина запрещенной зоны невелика. Название полупроводники обусловлено тем, что по величине электропроводности они занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками. Однако их характерным свойством является не величина проводимости, а ее увеличение с повышением температуры (у металлов она уменьшается).

При объяснении этого свойства в рамках зонной теории большую роль играет понятие «дырки». Обсудим физический смысл этого понятия на примере собственного полупроводника, т. е. химически чистого полупроводника, не содержащего никаких примесей.

При $T > 0$ К часть электронов полупроводника с верхних уровней валентной зоны переходит в результате тепловой активации на нижние уровни зоны проводимости. В этих условиях слабое электрическое поле может изменять состояние электронов, перешедших в зону проводимости.

Кроме того, вследствие появления вакантных мест на энергетических уровнях в валентной зоне (точнее, вакантных состояний, соответствующих энергетическим уровням валентной зоны) электроны этой зоны также придут в движение под воздействием внешнего поля, внося вклад в плотность тока. Оказывается, что при наличии N вакантных мест коллективное поведение электронов валентной зоны можно представить как поведение $N_p = N$ положительно заряженных квазичастиц, получивших название «дырок».

Действительно, по общему правилу квантовой механики среднюю скорость $\vec{v}_q(\vec{k})$ электрона в состоянии с энергией $E_q(\vec{k})$, описываемом

функцией Блоха $\psi_{\vec{k}_q}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{\vec{k}_q}(\vec{r})$, можно определить следующим образом:

$$\vec{v}_q(\vec{k}) = \frac{1}{m_e} \int_{(V)} \psi_{\vec{k}_q}^*(\vec{r}) \hat{p} \psi_{\vec{k}_q}(\vec{r}) dV$$

где $\hat{p} = i\hbar\nabla_{\vec{r}}$ – оператор импульса частицы, а интегрирование ведется по объему кристалла. Используя уравнение (7), можно показать, что

$$\vec{v}_q(\vec{k}) = \hbar^{-1} \nabla_{\vec{k}} E_q(\vec{k}) \quad (20)$$

Из уравнения (7) также следует, что $E_q(-\vec{k}) = E_q(\vec{k})$, т. е. энергия электрона является четной функцией квазиволнового вектора. Из (20) тогда очевидно следует, что $\vec{v}_q(-\vec{k}) = -\vec{v}_q(\vec{k})$. Но тогда в случае полностью заполненной электронами энергетической зоны сумма их скоростей для каждой ориентации спина будет равна нулю, т. е. $\sum_{\vec{k}} \vec{v}_q(\vec{k}) = \vec{0}$, где суммирование охватывает первую зону Бриллюэна. Пусть теперь один электрон удален из зоны, в результате чего освободилось состояние с квазиволновым вектором \vec{k}' . Тогда $\sum_{\vec{k} \neq \vec{k}'} \vec{v}_q(\vec{k}) + \dots + \vec{v}_q(\vec{k}') = \vec{0}$ и, следовательно, $\sum_{\vec{k} \neq \vec{k}'} \vec{v}_q(\vec{k}) = -\vec{v}_q(\vec{k}')$. Умножая это равенство на заряд электрона $-e$, получаем

$$-e \sum_{\vec{k} \neq \vec{k}'} \vec{v}_q(\vec{k}) = e \vec{v}_q(\vec{k}') \quad (21)$$

Равенство (21) означает, что плотность тока всех оставшихся в валентной зоне электронов $\vec{J} = -\frac{e}{V} \sum_{\vec{k}} \vec{v}_q(\vec{k})$ (V – объем кристалла) эквивалентна плотности тока $\vec{j} = \frac{e}{V} \vec{v}_q(\vec{k}')$, который создавала бы частица с положительным зарядом e , имеющая скорость отсутствующего электрона. Эта воображаемая частица и есть дырка. Совершенно аналогичное заключение можно сделать, рассматривая удаление из валентной зоны N электронов, приводящее к появлению в ней N вакантных мест.

Итак, по своим электрическим свойствам валентная зона, содержащая N вакантных мест, эквивалентна свободной зоне с $N = N_p$

положительно заряженными квазичастицами – частицами, называемыми дырками. При этом можно ввести статистику дырок, рассматривая не количество заполненных состояний, а количество незанятых состояний. Обратимся для этого к закону распределения (17).

Поскольку в соответствии с принципом Паули каждое состояние может быть занято только одним электроном, то из всех $dv(E)$ возможных состояний незанятыми будут $dN_p(E) = dv(E) - dN_e(E)$ состояний. Применительно к валентной зоне это количество и будет равно количеству дырочных состояний с энергией в интервале от E до $E+dE$. Таким образом, закон распределения дырок в валентной зоне с учетом (18) принимает следующий вид

$$\begin{aligned}
 dN_p(E) &= \left(1 - \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} \right) dv(E) \\
 &= \frac{1}{\exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right) + 1} dv(E)
 \end{aligned} \tag{22}$$

Подчеркнем, что движение дырки не является движением какой-то реальной положительной частицы. Представление о дырках отражает характер движения всей многоэлектронной системы в кристалле. В отсутствие электронов понятие дырки лишается смысла. Именно по этой причине дырки называют квазичастицами.

Интегрируя (17) по энергии от дна E_c до верхней границы E_{max} зоны проводимости, а (22) от нижней границы E_{min} до потолка E_v валентной зоны, можно найти количество электронов N_e и дырок N_p соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне при температуре T , определив из равенства $N_p = N_e$ энергию Ферми E_F . Эта задача сильно упрощается в случае $|E - E_F|/kT \gg 1$ (невырожденные полупроводники). В этом случае единицей в знаменателе (17) и (22) можно пренебречь, т.е.

$$N_e = \int_{E_c}^{E_{max}} e^{-\frac{E-E_F}{kT}} dv(E) = e^{\frac{E_F-E_c}{kT}} \int_{E_c}^{E_{max}} e^{-\frac{E-E_c}{kT}} dv(E) \quad (23)$$

$$= e^{\frac{E_F-E_c}{kT}} v_c(T)$$

$$N_p = \int_{E_{min}}^{E_v} e^{-\frac{E_F-E}{kT}} dv(E) = e^{\frac{E_v-E_F}{kT}} \int_{E_{min}}^{E_v} e^{-\frac{E-E_v}{kT}} dv(E) \quad (24)$$

$$= e^{\frac{E_v-E_F}{kT}} v_v(T)$$

где введены обозначения

$$v_c(T) = \int_{E_c}^{E_{max}} e^{-\frac{E-E_c}{kT}} dv(E); \quad v_v(T) = \int_{E_{min}}^{E_v} e^{-\frac{E-E_v}{kT}} dv(E)$$

Приравнивая друг другу (23) и (24), находим выражение для энергии Ферми:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{v_v(T)}{v_c(T)} \quad (25)$$

Дальнейшее более детальное рассмотрение вопроса показывает, что во многих случаях $v_v(T) \approx v_c(T)$. Поэтому второе слагаемое в (25) очень мало и уровень Ферми располагается приблизительно в середине запрещенной зоны (точно в середине при $T=0$ К). Тогда в соответствии с (23) и (24) концентрация носителей тока в полупроводнике запишется в виде

$$n_e = n_p = \frac{N_e + N_p}{2V} = e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \frac{v_v(T) + v_c(T)}{2V} = n_0(T) e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (26)$$

где $\Delta E = E_c - E_v$ - ширина запрещенной зоны или энергия активации, $n_0(T) = \frac{v_v(T) + v_c(T)}{2V}$.

Удельная проводимость вещества σ пропорциональна концентрации носителей тока и их подвижности. Поэтому для полупроводника можно записать

$$\sigma = \sigma_0(T) e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (27)$$

где $\sigma_0(T) = en_0(T)\mu(T)$, причем $n_0(T) \sim T^{3/2}$, $\mu(T)$ – суммарная подвижность электронов и дырок, медленно убывающая вследствие роста числа их столкновений с колеблющимися узлами кристаллической решетки (тепловые колебания) при нагревании ($\sim T^{-1}$) . Поэтому множитель $\sigma_0(T)$ изменяется с ростом T гораздо медленнее быстро растущей экспоненты $e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$, и в достаточно широком интервале температур, близких к комнатной, его можно считать константой. В соответствии с (27) удельное сопротивление полупроводника $\rho = \sigma^{-1}$ будет быстро убывать с ростом температуры по закону

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (28)$$

Для металлов валентная зона является одновременно зоной проводимости, так что концентрация носителей тока (электронов) в кристалле с ростом температуры будет оставаться неизменной, совпадая с их концентрацией при $T=0$ К. поэтому зависимость удельной проводимости металла при нагревании определяется только зависимостью от нее подвижности электронов $\mu(T)$.

Как показывает квантовая теория, при температурах, близких к комнатной, подвижность электронов в кристалле убывает обратно пропорционально T , обеспечивая линейную зависимость от температуры удельного сопротивления металла:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha\Delta T) \quad (29)$$

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ

Электрическая схема лабораторной установки изображена на рис. 2.

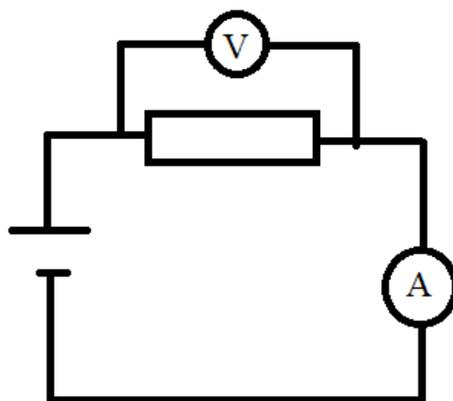


Рис.2 Схема экспериментальной установки. В качестве сопротивления подключается металлическое или полупроводниковое сопротивление

1. Изучить лабораторную установку.
2. Выставить на вольтметре напряжение 1 В. Это напряжение поддерживать **ПОСТОЯННЫМ** при изменении температуры.
3. Исследовать зависимость тока металла М и полупроводника ПП от температуры T через каждые $3\text{ }^{\circ}\text{C}$ (20 точек).
4. По измеренным значениям тока и напряжения рассчитать сопротивление образца, используя закон Ома: $R = \frac{U}{I}$.
5. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу, отдельную для каждого образца:

№	T, К	1/T, К ⁻¹	I, А	R, Ом
1				
2				

6. График зависимости сопротивления металла R_m от температуры T . Сравнить полученный график с выражением (29).
7. По графику $R_m(T)$ определить температурный коэффициент сопротивления металла α по формуле

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 T_2 - R_2 T_1} \quad (30)$$

Сравнить полученный результат с табличными значениями.

8. График зависимости сопротивления полупроводника $R_{пп}$ от температуры T .
9. График зависимости $\ln R_{пп}(1/T)$, с помощью которого определить ширину запрещенной зоны полупроводника. Сравнить полученный результат с табличными значениями (таблица 1) и установить вид полупроводника.

Таблица 1

Ширина запрещенной зоны некоторых полупроводниковых материалов при комнатной температуре

Материал	CdS	CdSe	Si	Ge	PbS	InAs	PbTe	PbSe	InSb
Ширина запрещенной зоны, эВ	2.4	1.8	1.1	0.7	0.37	0.35	0.27	0.22	0.18

Таблица 2

Температурный коэффициент сопротивления α металлов и сплавов

Материал	алюминий	вольфрам	латунь	медь	никелин	нихром	свинец	серебро	сталь	константан
Температурный коэффициент сопротивления α , K^{-1}	0,0042	0,0048	0,001	0,0043	0,0001	0,0001	0,0037	0,004	0,006	0,00003

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Сформулировать основные положения зонной теории твердых тел.
2. Записать уравнение Шрёдингера и его решения для электрона, движущегося в кристалле.
3. Как определяются значения энергии электронов в кристалле? Что называют квазиволновым вектором \vec{k} ?
4. Какие области в \vec{k} - пространстве называются зонами Бриллюэна? Первой зоной Бриллюэна?
5. Записать и объяснить условия периодичности Кармана – Борна.
6. Что представляют собой энергетические зоны? «дно»? «потолок»? ширина? номер зоны?
7. Какие энергетические зоны называются разрешенными? запрещенными? валентной зоной? зоной проводимости?
8. Дать определение валентной зоны и зоны проводимости. Изобразите их графически для металлов, проводников и диэлектриков.
9. Сформулировать принцип Паули.

10. Записать закон распределения Ферми – Дирака. Что называют уровнем Ферми?
11. Как объясняются электрические свойства металлов, полупроводников и диэлектриков с точки зрения зонной теории?
12. Какова зависимость электрического сопротивления полупроводников и металлов от температуры?
13. Что называют дырочной проводимостью?
14. Что называют энергией активации?