

Московский государственный технический университет
им. Н.Э.Баумана

И.Н.Фетисов

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА

Методические указания к лабораторной работе Ф-2а
по курсу общей физики.

Под редакцией Л.К.Мартинсона

Издательство МГТУ им.Н.Э.Баумана 1999

Описаны основные процессы, происходящие в р-н переходе. Рассмотрены вольтамперные характеристики диодов из германия и кремния, их зависимость от ширины запрещенной зоны германия, работа р-н перехода в качестве приемника света (фотодиода).

Для студентов 2-го курса.

ВВЕДЕНИЕ

Область полупроводника, в которой имеется пространственное изменение типа проводимости от электронной (n-типа) к дырочной (p-типа) называется электронно-дырочным переходом (ЭДП), или p-n-переходом. ЭДП составляет основу многих полупроводниковых приборов - диодов, транзисторов, солнечных батарей и т.д.

Цель работы - ознакомление с физическими процессами в ЭДП, изучение вольтамперных характеристик диодов из германия и кремния и их зависимости от ширины запрещенной зоны полупроводника и температуры, определение ширины запрещенной зоны германия, изучение p-n перехода как приемника света (фотодиода).

ЭЛЕКТРОНЫ И ДЫРКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В твердом теле атомы находятся друг от друга на расстоянии порядка атомного размера, поэтому в нем валентные электроны могут переходить от одного атома к другому. Однако этот процесс не приводит непосредственно к электропроводности, так как в целом распределение электронной плотности жестко фиксировано. Например, в германии и кремнии два электрона осуществляют ковалентную связь между двумя соседними атомами в кристалле. Чтобы создать проводимость, необходимо разорвать хотя бы одну из связей, удалить с нее электрон и перенести его в какую-либо другую ячейку кристалла, где все связи заполнены, и этот электрон будет лишним. Такой электрон в дальнейшем переходит из ячейки в ячейку. Являясь лишним, он переносит с собой излишний отрицательный заряд, т.е. становится электроном проводимости.

Разорванная связь становится блуждающей по кристаллу дыркой, поскольку электрон соседней связи быстро занимает место ушедшего. Недостаток электрона у одной из связей означает наличие у пары атомов единичного положительного заряда, который переносится вместе с дыркой. Электроны и дырки - свободные носители заряда в полупроводниках. В идеальных кристаллах, не имеющих ни примесей, ни дефектов, возбуждение одного из связанных электронов и превращение его в электрон проводимости неизбежно вызывает появление дырки, так что концентрации обоих типов носителей равны между собой.

Для образования электронно-дырочной пары необходимо затратить энергию, превышающую ширину запрещенной зоны E_g , - например, для германия $E_g = 0,66$ эВ, для кремния $E_g = 1,11$ эВ (электронвольт равен 1,6-10 Дж). Разрыв электронной связи может происходить за счет тепловой энергии колебаний атомов в кристалле, энергии электромагнитного излучения или быстрых заряженных частиц.

С помощью примесей можно целенаправленно изменять тип и значение проводимости полупроводников. Примеси бывают донорные и акцепторные.

Донорные атомы легко отдают электрон, создавая проводимость n-типа. Для германия и кремния, валентность которых равна четырем, донорами является фосфор, мышьяк и другие атомы с пятью валентными электронами. Такой примесный атом замещает атом германия. При этом четыре из пяти его валентных электронов образуют с четырьмя соседними атомами германия ковалентные связи, а пятый электрон легко отрывается за счет энергии колебаний атомов. При комнатной температуре практически все примесные атомы ионизированы, т.е. в полупроводнике появляются электроны проводимости с концентрацией, зависящей от концентрации примеси. Донорные атомы не образуют дырок, а сами после потери электрона превращаются в положительные ионы, не способные перемещаться по кристаллу. При определенном количестве донорной примеси электронов проводимости будет много больше, чем дырок. В этом полупроводнике (n-типа) электроны основные носители, а дырки - не основные.

Трехвалентные атомы примеси (бор, алюминий и др.) являются акцепторами. Легко захватывая один из валентных электронов германия, они образуют четыре ковалентные связи с ближайшими атомами германия. В месте, из которого "ушел" захваченный электрон, образуется дырка. Примесный атом, захвативший лишний электрон, превращается в отрицательный ион.

Акцепторы, порождая дырки, не создают электронов проводимости. В таком материале (р-типа) основными носителями тока будут дырки.

Помимо процесса образования электронов и дырок идет обратный процесс - их исчезновение, или рекомбинация. Электрон проводимости, оказавшись рядом с дыркой, восстанавливает разорванную связь. При этом исчезает один электрон проводимости и одна дырка. При отсутствии внешних воздействий, например света, устанавливается динамическое равновесие процессов, протекающих в обоих направлениях. Равновесные концентрации электронов и дырок определяются абсолютной температурой T , шириной запрещенной зоны E_g , концентрацией примесей и другими факторами. Однако произведение концентраций электронов и дырок (n и p соответственно) не зависит от количества примесей и определяется для данного полупроводника температурой и величиной E_g :

$$n \cdot p = A \cdot \exp(-E_g / k \cdot T), \quad (1)$$

где k - постоянная Больцмана; A - коэффициент пропорциональности.

Рассмотрим два следствия из Формулы (1). В собственном (беспримесном) полупроводнике одинаковые концентрации электронов и дырок будут равны

$$n = p = A^{1/2} \exp(-E_g / (2k \cdot T)).$$

В примесных полупроводниках при достаточно большом количестве примеси концентрация основных носителей примерно равна концентрации примеси. Например, в полупроводнике n -типа концентрация электронов равна концентрации донорных атомов $n = N_d$, тогда концентрация дырок (неосновных носителей) равна

$$p = (A / N_d) \exp(-E_g / (k \cdot T)). \quad (2)$$

Формула (2) описывает температурную зависимость концентрации неосновных носителей в примесных полупроводниках.

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

В монокристалле можно создать резкий переход от полупроводника n -типа к полупроводнику p -типа. На рис. 1а левая от линии ММ часть кристалла, p -типа, содержит основные носители - дырки, примерно такое же количество отрицательных акцепторных ионов и незначительное количество электронов. Правая часть, n -типа, содержит соответственно электроны проводимости (основные носители), положительные донорные ионы и небольшое количество дырок. Для примера положим, что основных носителей в 10^6 раз больше, чем неосновных.

Для большей ясности объяснения допустим, что электронно-дырочный переход получили, прижав пластину n -типа к пластине p -типа. Вследствие хаотического движения основные носители устремятся в другую пластину - электроны из n -области в p -область, дырки - в обратном направлении. Если бы эти частицы не имели заряда, то произошло бы полное перемешивание. Этому препятствует электрическое поле, возникающее в области контакта. Электроны, перешедшие из n -области в p -область, рекомбинируют с дырками вблизи границы раздела. Аналогично рекомбинируют дырки, перейдя из p -области в n -область. В результате этого вблизи контакта практически не остается свободных носителей (электронов и дырок), а только неподвижные ионы. Они создают вблизи контакта двойной слой зарядов - слева отрицательных, справа - положительных, как показано на рис. 1а.

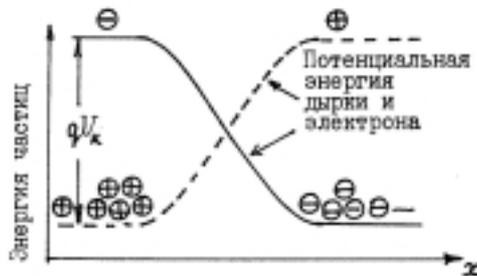
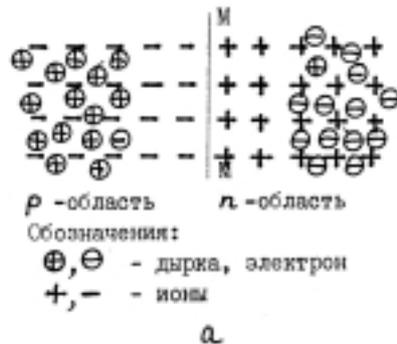


Рис. 1

Неподвижные заряды создают в р-n-переходе контактное электрическое поле с разностью потенциалов U_k порядка одного вольта. На рис.1б кривые изображают зависимость потенциальной энергии электронов и дырок от координаты X (ось X направлена перпендикулярно плоскости перехода). Потенциальная энергия электрона, изображенная сплошной линией, выше в р-области; для дырок, заряд которых положительный, энергия выше в n-области (штриховая линия). Высота потенциального энергетического барьера равна произведению элементарного заряда ($q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) на контактную разность потенциалов:

$$\Delta E = q \cdot U_k .$$

Вне контактной области, где поля нет, свободные частицы движутся хаотично, и количество их, наталкивающихся за единицу времени на контакт, зависит от его площади, концентрации частиц и их скорости. Если в слой объемных зарядов влетает неосновной носитель, то контактное поле "подхватывает" его и "перебрасывает" в другую область (на рис. 1 неосновные носители "скатываются" вниз с потенциального барьера). Основные носители, наоборот, должны "взобраться" на барьер, чтобы пройти через переход. Для этого они должны обладать кинетической энергией, превышающей высоту барьера; доля таких частиц очень мала.

За положительное направление тока через ЭДП принято направление движения положительного заряда из р-области в n-область; следовательно, это ток основных носителей (электронов и дырок). Тогда ток неосновных носителей будет отрицательным, обозначим его $-I_s$. Высота потенциального барьера $\Delta E = q \cdot U_k$ автоматически устанавливается такой, чтобы суммарный ток через переход основных и неосновных носителей был равен нулю; следовательно, ток основных носителей также равен I_s (со знаком "плюс"). Такое состояние ЭДП называется равновесным. Легко понять, что если нет равенства токов, то высота барьера изменяется в таком направлении, чтобы равенство токов возникло. Равновесная высота барьера примерно равна (точнее, немного меньше) ширине запрещенной зоны полупроводника, т.е. около 1 эВ для ЭДП из кремния и несколько меньше для германия.

Итак, в равновесии суммарный ток через переход равен нулю:

$$I = -I_s + I_s = 0.$$

Каждый неосновной носитель, подошедший близко к потенциальному барьеру, "скатывается" с него и проходит через контакт; и только один из миллиона основных носителей (в нашем примере их в 10^6 раз больше), налетевших на барьер, способен его преодолеть. В результате суммарный ток через переход будет равен нулю.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИДЕАЛЬНОГО ЭДП

Для включения ЭДП в электрическую цепь на кристалл с обеих сторон наносят специально изготовленные контакты, которые не обладают вентильным свойством и имеют малое сопротивление. В результате получают полупроводниковый диод. К диоду можно подключить источник напряжения U , при этом через диод будет протекать ток I . Зависимость $I(U)$ называют вольт-амперной характеристикой ЭДП (диода). Рассмотрим элементарную теорию, описывающую процессы в диоде при ряде упрощений реальной картины.

В зависимости от значения питающего напряжения и полярности источника изменяется высота барьера в ЭДП при неизменной полярности двойного слоя зарядов. Поскольку неосновные носители "скатываются" с барьера, ток неосновных носителей остается постоянным при изменениях высоты барьера. Ток основных носителей, которые "взбираются" на барьер, очень чувствителен к его высоте: при повышении барьера он быстро уменьшается до нуля, а при понижении барьера может возрасти на несколько порядков. Чтобы получить зависимость тока от напряжения, необходимо знать энергетический спектр частиц. В целом эта зависимость довольно сложная, но для описания процессов в ЭДП необходимо знать только самую "энергетическую" часть спектра, "хвост" распределения, поскольку в практических случаях только самые быстрые частицы способны преодолеть барьер. Спектр таких быстрых электронов экспоненциальный, т.е. концентрация электронов проводимости с энергией больше, чем E , убывает с энергией по закону

$$N(\geq E) = N_0 \exp(-E/(kT)), \quad (3)$$

Где N_0 – постоянная (точнее, слабо зависит от температуры). Дырки имеют такой же энергетический спектр.

Если "плюс" источника напряжения U соединить с n -областью, а "минус" - с p -областью, то высота барьера увеличится на qU . В этом случае говорят, что к диоду приложено обратное смещение (рис. 2в). В соответствии с энергетическим спектром (3), число основных носителей, преодолевающих более высокий барьер, уменьшится на $\exp(-qU/(kT))$, поэтому полный ток через переход станет равным

$$I = -I_s + I_s \exp(-qU/(kT)). \quad (4)$$

Если изменить полярность источника на противоположную, то высота барьера уменьшится на qU по сравнению с равновесной, а ток основных носителей возрастет (случай прямого смещения, рис. 2б). При этом полный ток будет равен

$$I = -I_s + I_s \exp(qU/(kT)). \quad (5)$$

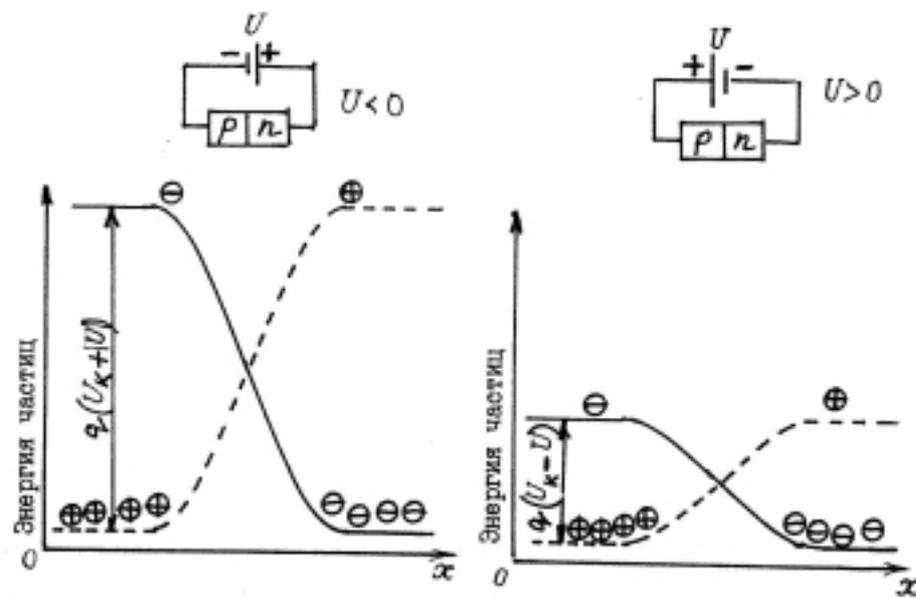


Рис.2

При прямом смещении ток протекает в положительном направлении (см. выше), а при обратном смещении направление тока изменяется. Напряжению U припишем знак "плюс" при прямом смещении и "минус" при обратном смещении. Тогда формулы (4) и (5) можно объединить и получить зависимость, описывающую вольт-амперную характеристику идеального электронно-дырочного перехода,

$$I = I_s (\exp(qU/(kT)) - 1). \quad (6)$$

Теоретическая вольт-амперная характеристика р-п-перехода, рассчитанная по формуле (6) при комнатной температуре $T = 295$ К, представлена на рис.3 и в таблице (напряжение U в вольтах). Зависимость I от U обладает резко выраженной нелинейностью, т.е. проводимость (или сопротивление) р-п-перехода сильно зависит от U . При обратном смещении через переход течет ток I_s неосновных носителей, называемый током насыщения, который обычно мал и почти не зависит от напряжения. При изменении знака напряжения U значение тока через переход может изменяться в $10^5 \dots 10^6$ раз при небольшом изменении напряжения. Благодаря этому р-п-переход является вентиляльным устройством, пригодным для выпрямления переменных токов.

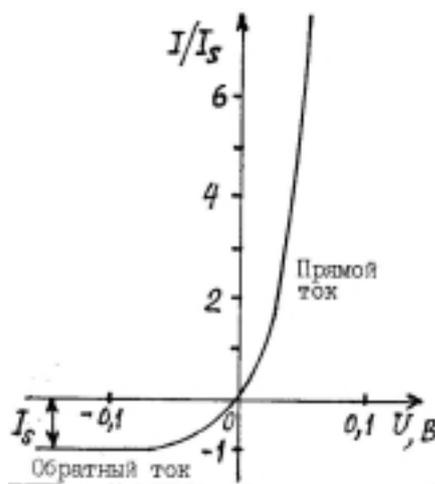


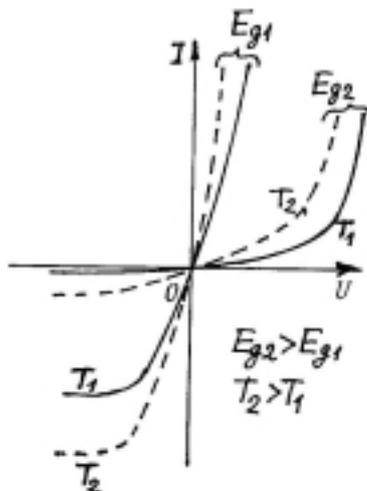
Рис. 3

U	I/I _s	U	I/I _s	U	I/I _s	U	I/I _s
-0,15	-0,997	0	0	0,06	9,6	0,12	111
-0,10	-0,980	0,01	0,48	0,07	15	0,13	165
-0,05	-0,86	0,02	1,20	0,08	22	0,14	245
-0,03	-0,69	0,03	2,25	0,09	34	0,15	364
-0,02	-0,54	0,04	3,8	0,10	50	0,20	2600
-0,01	-0,33	0,05	6,2	0,11	75	0,30	1,34 · 10 ⁵

Как видно из формулы (6), ток насыщения задает масштаб по оси I вольт-амперной характеристики. Значение I_s пропорционально площади перехода, концентрации неосновных носителей и их скорости хаотического движения. Учитывая формулу (2), получаем следующую зависимость тока насыщения от ширины запрещенной зоны E_g и температуры:

$$I_s = C \exp(-E_g/(kT)), \quad (7)$$

где C - коэффициент пропорциональности, не зависящий от E_g и T . Экспоненциальный множитель в (7) определяет сильную зависимость тока как от температуры, так и ширины запрещенной зоны. При увеличении E_g , например при замене германия кремнием, ток I_s уменьшается на несколько порядков, кремниевые диоды почти не пропускают ток в обратном направлении; как следствие,



изменяется ВАХ при прямом смещении (качественно эти изменения отражены на рис. 4). Ток насыщения возрастает при нагревании; например, для германия расчет по формуле (7) дает увеличение тока в 80 раз при нагревании от комнатной температуры на 60°C (от 295 до 355 К). Изменения ВАХ при нагревании показаны на рис. 4.

Рис. 4

Из опыта, в котором измерен ток насыщения при различной температуре, можно найти значение E_g . Полученную зависимость следует сравнить с формулой (7), которую логарифмированием преобразуем к виду

$$\ln(I_s/I_{s1}) = (E_g/k)(1/T_1 - 1/T), \quad (8)$$

где I_{s1} - ток при фиксированной (комнатной) температуре T_1 . По результатам измерений строится зависимость $\ln(I_s/I_{s1})$ от $1/T$, схематически показанная на рис.5 точками. Если точки ложатся на прямую, то опыт подтверждает экспоненциальную зависимость тока от обратной температуры. Для получения значения E_g используются полученный график и формула (8), численное значение постоянной Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

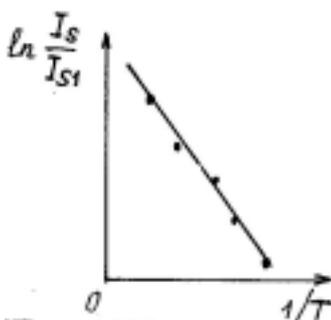


Рис. 5

ЭДП В КАЧЕСТВЕ ПРИЕМНИКА СВЕТА (ФОТОДИОД)

Свет может разорвать электронную связь в полупроводнике, образуя электрон проводимости и дырку (на зонной диаграмме электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости). При

этом концентрация носителей (и проводимость полупроводника) становится больше равновесной. Такой процесс называется внутренним фотоэффектом (в отличие от внешнего фотоэффекта при внутреннем фотоэффекте электрон не вылетает наружу). Разрыв электронной связи осуществляется одним квантом света (фотоном), энергия которого $E_{\text{ф}} = h\nu$ (ν - частота света, h - постоянная Планка) должна превышать значение E_g . Следовательно, у внутреннего фотоэффекта имеется "красная граница": частота излучения должна превышать $\nu_0 = E_g/h$, а длина волны быть меньше, чем $\lambda_0 = c/\nu_0$. Для кремния $\lambda_0 = 1,1$ мкм, что больше, чем длина волны видимого света (примерно от 0,4 до 0,7 мкм).

При освещении p-n-перехода образуются дополнительные электронно-дырочные пары. При достаточном освещении они могут существенно увеличить концентрацию неосновных носителей, которых было мало, практически не изменяя в процентном отношении количество основных носителей. При этом к существовавшему в темноте току неосновных носителей $-I_s$ добавляется фототок $-I_{\text{ф}}$, протекающий в том же направлении. Добавим в формулу (6) фототок и получим выражение для ВАХ освещенного p-n-перехода

$$I = I_s(e^{qU/(kT)} - 1) - I_{\text{ф}}. \quad (9)$$

Из (9) видно, что ВАХ освещенного p-n-перехода (кривая 1 на рис. 6) получается сдвигом кривой 2 для неосвещенного перехода вниз на значение I_s . Если на p-n-переход подать обратное смещение больше 1 В, ток основных носителей прекратится, останутся ток насыщения $-I_s$ и фототок $-I_s$ (в формуле (9) при этом экспоненциальный член обратится в ноль): $I = -I_s - I_{\text{ф}}$. Опуская знаки "минус", выразим из последней формулы фототок:

$$I_{\text{ф}} = I - I_s. \quad (10)$$

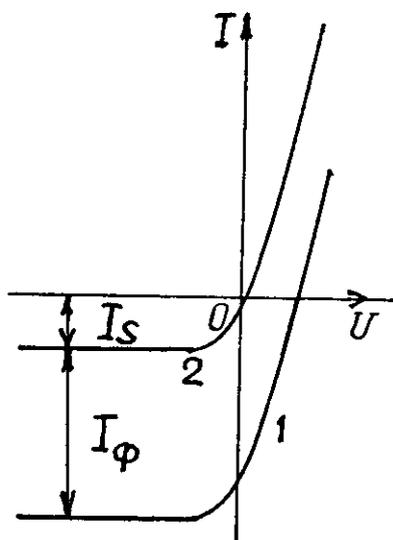
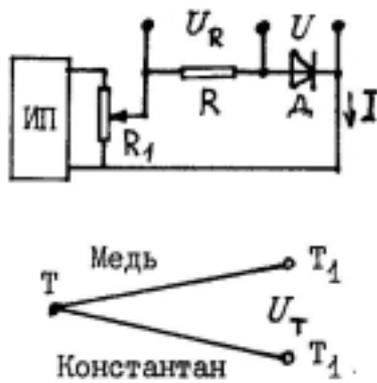


Рис. 6

Фототок равен разности тока и тока I_s называемого в данном случае темновым током. При достаточно большой освещенности темновой ток может составлять пренебрежимо малую долю полного тока. Электронно-дырочный переход, специально изготовленный для детектирования света и работающий при обратном смещении, называется фотодиодом. Это простой и удобный приемник света, фототок которого пропорционален освещенности E .

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ



Ниже приведено краткое описание установок, изготовленных в двух вариантах, и опытов. Подробные указания можно найти в приложениях к установкам.

Вариант 1. Упрощенная схема, в которой не показаны переключатели, дана на рис.7. Диод Д (кремниевый или германиевый) через резистор R подключен к источнику постоянного напряжения (ИП), изменяемого от 0 до 15 В. Переменный резистор R₁ также используется для изменения напряжения на диоде. Цифровым вольтметром с большим сопротивлением измеряют напряжения U на диоде и U_R на известном сопротивлении R для вычисления тока $I = U_R/R$. Для измерения малых токов устанавливают большое сопротивление.

рис. 7

Два диода, нагреватель и один спай термопары плотно закреплены на металлической пластине, расположенной в камере с крышкой. Для опытов со светом защитная оболочка кремниевого диода удалена, и при открытой крышке p-n-переход можно осветить лампой. Для измерения температуры диодов служит термопара (см. рис. 7). Она состоит из двух металлических проводников - медного и константанового (специальный сплав), спай которых находится в тепловом контакте с диодами при измеряемой температуре T. Другие концы проводов соединены с вольтметром, они имеют комнатную температуру T = 295 К. Когда температуры T и T₁ различны, в цепи возникает термоЭДС U_T, пропорциональная разности температур и измеряемая вольтметром. Температуру диодов в кельвинах можно вычислить по формуле

$$T = 295 + 24,4 U_T \quad (11)$$

где напряжение U_T следует взять в милливольтгах.

Вариант 2. Диод Д через измерители силы тока подключен к источнику постоянного напряжения ИП (рис. 8).

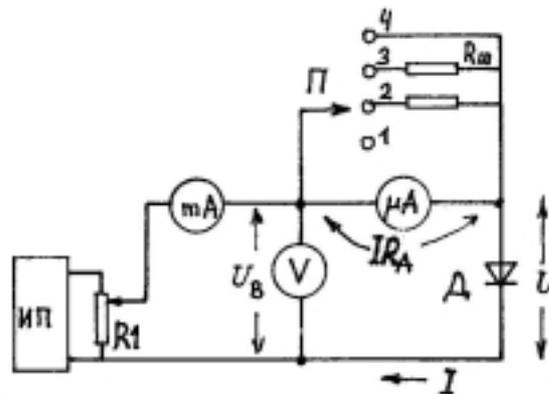


Рис. 8

Сила тока I и напряжение U на диоде регулируются потенциометром R₁ ("Регулировка тока™"). Для измерения тока в широком диапазоне его изменений служат два прибора - миллиамперметр mA на 250 mA и микроамперметр μA на 50 мкА, к которому с помощью переключателя П ("Амперметры") можно подключить шунты R_ш для увеличения пределов измерения. В положении 1 переключателя шунта нет, множитель показаний микроамперметра "x1", сопротивление прибора R_A = 1800 Ом; в положении 2 - множитель "x10", сопротивление 180 Ом; в положении 3 - "x100",

сопротивление 18 Ом. При работе с миллиамперметром переключатель надо установить в положение 4 (т.е. замкнуть микроамперметр).

С помощью вольтметра U находят напряжение U на диоде. В положении 4 переключателя П, когда вольтметр непосредственно подключен к диоду, измерения значения U не нуждаются в поправке. В других случаях, когда в цепь включен микроамперметр, напряжение на диоде находят по формуле

$$U = U_B - IR_A, \quad (12)$$

где U_B и I - показания вольтметра и микроамперметра соответственно.

Задание 1. Изучить общие закономерности вольт-амперных характеристик диодов из германия и кремния.

При комнатной температуре изучить зависимости тока от напряжения $I(U)$ для диодов из германия и кремния, отличающихся шириной запрещенной зоны E_g .

Прямую ветвь ВАХ измерять миллиамперметром или по падению напряжения на сопротивлении 100 Ом, начиная от максимального тока 150...250 мА и уменьшая его каждый раз на 10...15 %. Кривые для обоих диодов построить на одном графике.

При измерениях обратной ветви ВАХ использовать микроамперметр или сопротивление 10 Ом, напряжение изменять от нуля до 15 В в варианте 1 или до 1,5 В в варианте 2. Результаты измерений представить в виде таблицы. Обратит внимание на то, что у германия имеется ток насыщения, а у кремния нет. Последнее объясняется более сложными процессами формирования обратного тока в диодах из материала с большим значением E_g .

При анализе результатов измерений дать объяснение следующим закономерностям:

1. Почему ток в прямом направлении много больше, чем в обратном? 2. Почему обратные токи диодов из кремния и германия сильно различаются? 3. Почему прямые ветви ВАХ обоих диодов смещены по оси напряжения?

Задание 2. Сравнить ВАХ германиевого диода с теоретической зависимостью (6) для идеального p-n-перехода.

Выше было установлено, что германиевый диод имеет ток насыщения, что дает основание для сравнения его ВАХ с формулой (6). Для этого нужно детально измерить его характеристику $I(U)$ для напряжений от -0,2 В до 0,14 В с шагом 0,02 В. Из результатов измерений найти значение тока насыщения I_s (это обратный ток при напряжении $|U| > 0,1$ В). Построить зависимость I/I_s от U в крупном масштабе, на тот же график нанести теоретическую зависимость, воспользовавшись таблицей.

Примечание. Наблюдаемое с ростом прямого напряжения постепенное расхождение построенных кривых имеет следующее объяснение. При выводе формулы (6) мы предполагали, что все приложенное к диоду напряжение падает на самом p-n-переходе, т.е. пренебрегали падением напряжения на других участках диода, что верно только для малых токов. С ростом тока все меньшая часть приложенного напряжения падает на p-n-переходе, поэтому ток меньше расчетного значения.

Задание 3. Изучить зависимость тока насыщения от температуры и определить ширину запрещенной зоны германия.

Установить обратное смещение германиевого диода примерно 1 В, измерить ток I_{s1} при комнатной температуре T_1 . Затем включить нагреватель и снять зависимость I_s от T , считывая показания при каждом возрастании тока на 30...50 % по сравнению с предыдущим значением. Опыт занимает примерно 15 мин; за это время ток должен возрасти в десятки раз в установке первого варианта и примерно в 10 раз в другой установке. По результатам измерений построить графическую зависимость $\ln(I_s/I_{s1})$ от $1/T$, сравнить ее ход с характеристикой (8) и определить значение E_g в джоулях и электрон-вольтах.

Задание 4. Изучить фотодиодный режим p-n-перехода.

Задание выполнить с помощью кремниевого диода в установке первого варианта или кремниевого фотодиода в другой установке. Диоды находятся в светозащитных камерах с

крышкой. При снятой крышке их можно осветить лампой с различных расстояний l . Для точечного источника света освещенность диода $E=I/l^2$, где I - сила света.

Установить небольшое обратное смещение (1 В) и измерить ток фотодиода при закрытой крышке, т.е. темновой ток I_s . Затем открыть крышку, включить лампу и измерить обратный ток I освещенного р-п-перехода. Вычислить фототок I_s по формуле (10). Измерить I_ϕ для 4...6 различных значений l . Минимальное значение l должно удовлетворять требованию, что лампа остается точечным источником; максимальное должно быть в 3...4 раза больше. По результатам измерений построить графическую зависимость I_ϕ от $1/l^2$. Убедиться, что эта зависимость близка к линейной, т.е. фототок в диоде пропорционален освещенности.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев И.В. Курс Физики. М.: Наука, 1989. Т.3. 304 с.
2. Калашников С.Г. Электричество. М.: Наука, 1985. 576 с.
3. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. М.: Высш. школа, 1971. 224 с.
4. Левинштейн М.Е., Симин Г.С. Барьеры. Ы.: Наука, 1987. 320 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	2
Электроны и дырки в полупроводниках	2
Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии	3
Вольт-амперная характеристика идеального ЭДП	5
ЭДП в качестве приемника света (фотодиод)	7
Описание лабораторной установки и порядок выполнения работы	8
Список рекомендуемой литературы	10