

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

КАФЕДРА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ (ЭП)

ДАВЫДОВ В.Н.

**ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ
ПОЛУПРОВОДНИКА МЕТОДОМ ТЕМПЕРАТУРНОГО
СКАНИРОВАНИЯ**

Учебное - методическое пособие
к лабораторной работе для студентов
направления подготовки 11.03.04

ТОМСК – 2018

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ	3
2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	3
2.1. Общий подход к измерению параметров полупроводника	3
2.2. Электропроводность полупроводниковых материалов	5
2.3. Контактные явления в полупроводниках	6
2.4. Методика определения ширины запрещенной зоны	7
2.5. Методика проведения эксперимента и обработки результатов	8
2.6. Контрольные вопросы для самоподготовки.....	11
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ	12
3.1. Описание лабораторной установки.....	12
3.2. Задание к лабораторной работе	13
3.3. Порядок выполнения работы	14
4. ТРЕБОВАНИЯ К СОСТАВЛЕНИЮ И ОФОРМЛЕНИЮ ОТЧЕТА	14
5. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	15

1. ВВЕДЕНИЕ

Ввиду того, что полупроводниковые материалы широко используются при создании приборов и устройств оптоэлектроники важным является вопрос о значении таких фундаментальных параметров полупроводника, которые определяют применимость того или иного полупроводникового материала для создания конкретного прибора с заданными эксплуатационными параметрами. К таким параметрам относятся ширина запрещенной зоны, энергетическое положение и концентрация примесей в нем, энергетическое распределение концентрации электронных состояний в хвостах энергетических, а также энергетическое распределение и концентрация поверхностных состояний и т.д.

Целью данной работы является ознакомление студентов с общим подходом к определению фундаментальных параметров полупроводниковых материалов, а также экспериментальное определение ширины запрещенной зоны полупроводников различного физико-химического состава методом температурного сканирования (методом экстракции неосновных носителей заряда).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

2.1. Общий подход к измерению параметров полупроводника

При выборе метода измерения какого-либо параметра полупроводника необходимо исходить из следующих соображений. Прежде всего, нужно выделить те эффекты и зависимости, в которые входит подлежащий определению параметр. Это могут быть зависимости оптических, электрических или упругих свойств полупроводника. Затем, исходя из имеющейся экспериментальной базы и технологии подготовки исследуемого образца полупроводника, простоты реализации эксперимента и его точности, выбираем на основании исследования каких свойств полупроводника (оптических, электрических и т.д.) будет измерен требуемый параметр.

В случае определения ширины запрещенной зоны полупроводника имеется две достаточно простых возможности: исследовать оптические свойства объемного материала или исследовать электрические свойства полупроводника. Применение оптических свойств для решения поставленной задачи основано на том, что при собственном поглощении света энергия кванта должна быть больше или, в крайнем случае, равна ширине запрещенной зоны ΔE_g : $\hbar\omega \geq \Delta E_g$. В этом случае энергии поглощаемого атомом полупроводника кванта света достаточно для преодоления энергетического барьера, разделяющего состояние электрона на валентной оболочке атома («валентная зона» энергетической диаграммы полупроводника) от

состояния в межатомном пространстве («зона проводимости»). Значит, измеряя изменение проводимости полупроводника при его освещении оптическим излучением с изменяемой длиной волны λ , можно выделить область его собственного поглощения.

Поглощение света прекратится, когда энергия кванта света будет хоть на немного меньше энергии ионизации атома в кристалле (ширины запрещенной зоны). При этом вызванное освещением изменение проводимости полупроводника исчезнет – проводимость перестанет зависеть от наличия освещения и его уровня. Поэтому граничное значение длины волны света $\lambda_{кр}$, определяющей край собственного поглощения, можно найти из условия:

$$\hbar\omega_{кр} = \Delta E_g.$$

Отсюда находим, что

$$\Delta E_g = \frac{hc}{\lambda_{кр}}, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме. Следовательно, определив в эксперименте значение $\lambda_{кр}$, по выражению (1) можно вычислить ширину запрещенной зоны полупроводника.

Однако оптический метод измерения ширины запрещенной зоны имеет ряд недостатков, наиболее важные из которых следующие:

- оптические методы, основанные на собственном поглощении, весьма чувствительны к состоянию освещаемой поверхности (свет поглощается в приповерхностном слое полупроводника толщиной в доли микрона), что налагает высокие требования к подготовке исследуемого образца и его структурному состоянию. Последнее трудно проконтролировать без применения специальной аппаратуры. Недостатками оптического метода измерения ширины запрещенной являются следующие:

- данный метод предполагает наличие монохроматора с калиброванной зависимостью интенсивности света от длины его волны, что требует больших финансовых затрат и соблюдение жестких условий на эксплуатацию и обслуживание;

- измерение ширины запрещенной зоны оптическим методом может дать результат, отличающийся от результата, получаемого электрическим методом по причине разных условий измерений и разных задействованных в измерительной методике механизмах.

В этой связи весьма привлекательны электрические методы измерения ширины запрещенной зоны, поскольку не требуют дорогостоящего оборудования, просты в технической реализации и обладают достаточной точностью. Можно предложить несколько электрических методов измерения ширины запрещенной зоны полупроводника. Однако наиболее простой, физически наглядный и обладающий достаточной точностью является

метод, основанный на построении температурной зависимости обратного тока диффузионного $p-n$ –перехода.

2.2. Электропроводность полупроводниковых материалов

Ширина запрещенной зоны полупроводника, фигурирующая в его зонной диаграмме, является важнейшим параметром полупроводникового материала и представляет собой энергию, необходимую для ионизации атомов вещества кристаллического полупроводника. При этом электрон, оторванный от атома с его валентной оболочки, выходит в межатомное пространство и в дальнейшем способен принять участие в токопередаче. На энергетической диаграмме это представляют как переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. Отдавший электрон атом превращается в положительно заряженный ион. Он может захватить электрон с валентной оболочки соседнего атома, после чего становится атомом. Так образуется подвижный «дефицит» отрицательного заряда, именуемый «дыркой» и который ведет себя как свободный носитель положительного заряда. Его энергетическое положение находится в валентной зоне. Таким образом, в результате ионизации атома полупроводника образуется два свободных носителя заряда: электрон и дырка. Носители заряда, созданные путем температурной ионизацией атомов вещества полупроводника, называются собственными носителями заряда.

Реальные полупроводники всегда содержат то или иное количество примесей различной природы и различного происхождения. Наряду с ионизацией собственных атомов возможны такие варианты:

- потеря атомом валентного электрона и невозможность заполнить образовавшуюся вакансию захватом другого электрона. В результате указанной ситуации образуется свободный электрон и неподвижный положительно заряженный ион. Вещества, обладающие такими свойствами, называются **донорами** или **донорной примесью**;

- захват атомом примеси лишнего электрона с образованием свободной дырки и неподвижного отрицательного иона. Такие вещества называют **акцепторами** или **акцепторной примесью**.

В обоих случаях ионизации примесных атомов образуются примесные носители заряда. Процессы ионизации как примесных, так и собственных атомов могут происходить в результате передачи энергии тепловых колебаний кристаллической решетки. Однако важно, что образовавшиеся в результате этого носители заряда являются **равновесными** для заданной температуры, т.к. их концентрация находится в термодинамическом равновесии с решеткой. Концентрация равновесных носителей зависит от энергии ионизации примесных атомов и от температуры решетки. Обычно энергия ионизации вносимой в полупроводник

примеси мала, поэтому вся примесь оказывается ионизованной и, следовательно, изменением ее концентрации можно управлять концентрацией свободных электронов и дырок в полупроводнике, сделав концентрацию примесных носителей заряда больше концентрации собственных носителей. Такой способ задания концентрации свободных носителей заряда называется **легированием** полупроводника.

Свободные носители заряда, которыми определяются электрические свойства полупроводника, называются основными, носители меньшей концентрации – неосновными носителями заряда. Если основными носителями являются электроны, то такой полупроводник называют **полупроводником *n*-типа** или полупроводником с электронной проводимостью. Полупроводники, легированные акцепторной примесью, называют **полупроводником *p*-типа** или полупроводником с дырочной проводимостью.

2.3. Контактные явления в полупроводниках

Если создать контакт двух разнородных по типу проводимости полупроводников, то между ними возникнет контактная разность потенциалов (КРП). При этом положительный потенциал будет на полупроводнике *n*-типа, а отрицательный на полупроводнике *p*-типа. Эта КРП будет препятствовать переносу основных носителей заряда через границу раздела. Образующийся таким образом прибор называют *p-n* переходом. Часто в технологии полупроводников используют резко несимметричный *p-n* переход, в котором сильно отличаются уровни легирования областей. Принято область с большой концентрацией носителей заряда называть эмиттером, а с малой – базой. Созданный *p-n* переход можно с помощью омических контактов с металлическими проводами (т.е. контакты, не имеющие КРП) подключить к источнику напряжения. Если напряжение этого источника противоположно КРП *p-n* перехода, то такой переход называют прямосмещенным. В противном случае он называется обратносмещенным.

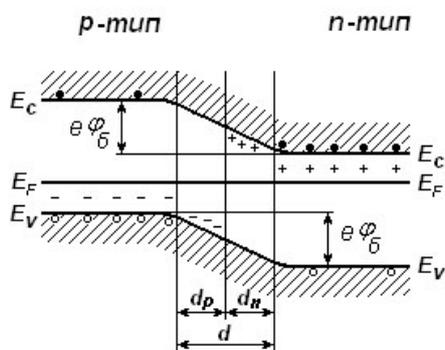


Рис. 1. Энергетическая диаграмма *p-n* перехода

При прямом смещении положительный полюс источника подключается к *p*-области, а при обратном – к *n*-области. В прямосмещенном *p-n* переходе потенциальный барьер для

основных носителей, обусловленный КРП, уменьшается внешним напряжением. Это способствует диффузионному движению основных носителей заряда из n - и p - областей в соседние области. Такой перенос называют **инжекцией**. Поскольку концентрация основных носителей в эмиттере выше чем в базе, то при прямом смещении основной поток основных носителей направлен из эмиттера в базу.

В обратно смещенном p - n переходе тормозящая разность потенциалов КРП для основных носителей заряда возрастает, и их диффузионное движение в соседние области становится невозможным. Однако эта разность потенциалов является ускоряющей для неосновных носителей заряда n - и p -областей, под действием которой они переносятся в эти области в соседние, где становятся основными носителями заряда. Такой процесс называется **экстракцией** неосновных носителей заряда.

Ток, создаваемый экстрагированными неосновными носителями заряда, зависит не только от концентрации неосновных носителей в областях полупроводника, но и от скорости их диффузионной поставки к области перехода. Эти величины не зависят от приложенного к переходу обратного внешнего смещения. Поэтому ток экстракции называют обратным током или током насыщения p - n перехода. В случае, когда обратный ток p - n перехода определяется диффузионным механизмом поставки неосновных носителей заряда в область поля перехода, величина обратного тока рассчитывается по формуле:

$$I_0 = \frac{kT}{q} S \frac{b \cdot \sigma_i^2}{(1+b)^2} \left[\frac{1}{\sigma_n L_p} + \frac{1}{\sigma_p L_n} \right]. \quad (2.1)$$

Здесь $\sigma_i = q(\mu_n + \mu_p)n_i$ - собственная проводимость полупроводника; $b = \mu_n/\mu_p$ - отношение подвижностей свободных носителей; L_n, L_p - длина диффузии электронов и дырок, соответственно; σ_n, σ_p - проводимость n - и p -областей перехода, соответственно; S - площадь контакта p - n перехода; q - заряд электрона; n_i - собственная концентрация носителей заряда в i - области перехода.

В настоящее время для изготовления p - n переходов используют более сложную технологию, чем просто диффузионное сращивание n - и p - областей одного материала, например, кремния. Для повышения эксплуатационных параметров используют различные полупроводниковые материалы. При этом получающиеся приборы называют гетероструктурами. Возможно введение в этих структурах новых элементов – квантовых ям, которые позволяют повысить локализацию носителей заряда в обедненной части p - n перехода и тем самым увеличить эффективность излучательной рекомбинации электронов и дырок. На рис.2 показана энергетическая диаграмма гетероструктуры, изготовленной из n - и p - областей легированного материала AlGaIn. Обедненная часть данного p - n перехода

изготовлена из высокоомного полупроводникового материала GaN (2.0 эВ), а квантовые ямы в нем получены нанесением нескольких нанослоев InGaN (1.73 эВ)

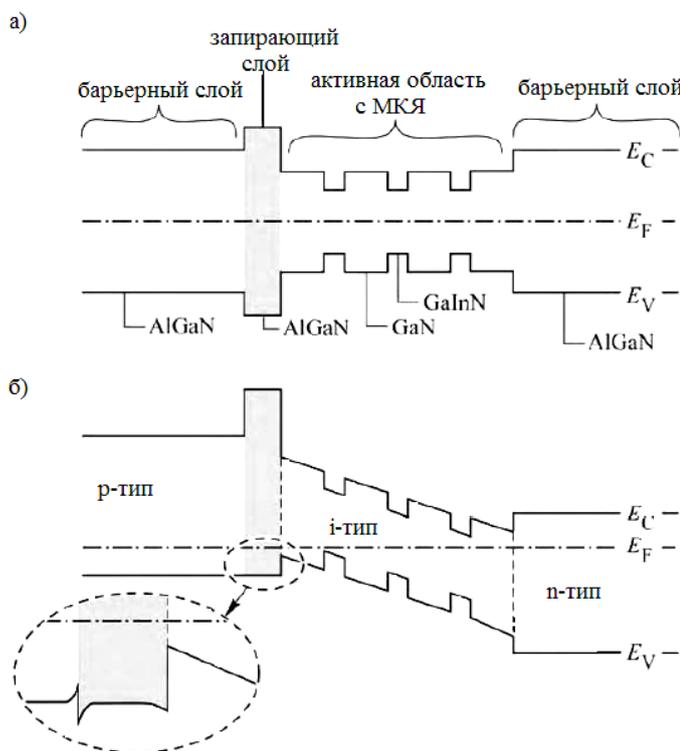


Рис. 2. Введение в AlGaN/GaN/InGaN структуру светодиода с множественными квантовыми ямами запирающего слоя AlGaN: а — зонная диаграмма структуры без легирования; б — зонная диаграмма структуры с легированием. Содержание Al в запирающем слое выше, чем в барьерном слое р-типа.

2.4. Методика определения ширины запрещенной зоны

Равновесная концентрация собственных носителей заряда в полупроводнике зависит только от ширины запрещенной зоны ΔE_g и температуры T :

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \cdot \exp\left[-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right] \quad (2.2)$$

где N_c , N_v - эффективные плотности квантовых состояний в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно; k - постоянная Больцмана.

Строго говоря, в уравнениях (2.1) и (2.2), кроме n_i , от температуры зависят и другие величины: b , $\sigma_{n,p}$, $L_{n,p}$, N_c , N_v , ΔE_g . Однако в узком диапазоне температур эти зависимости значительно слабее, чем зависимость от температуры n_i . Поэтому с достаточно высокой степенью точности можно считать, что

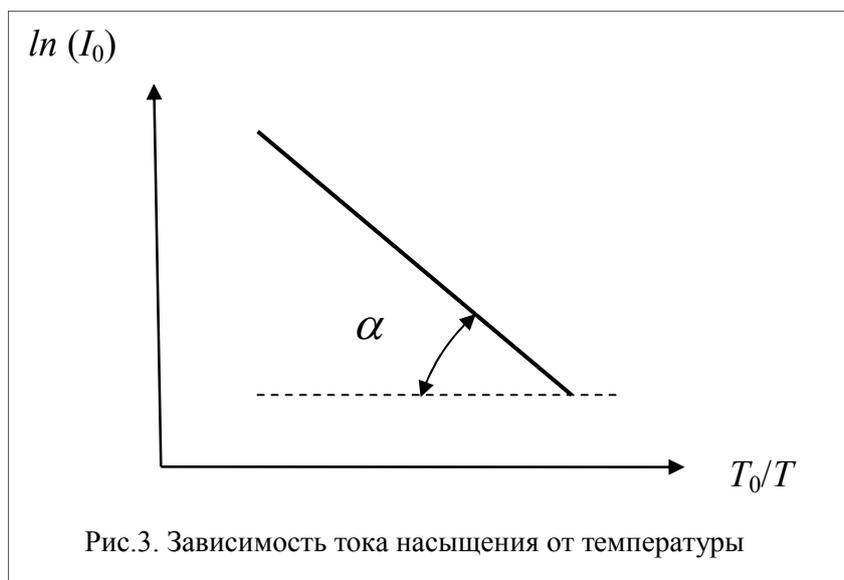
$$I_0 \approx A \cdot \exp\left[-\frac{\Delta E_g}{kT}\right]. \quad (2.3)$$

где A - почти не зависящая от температуры константа материала.

Исходя из этого выражения, можно предложить методику экспериментального определения ширины запрещенной зоны. Для этого прологарифмируем выражение (2.3):

$$\ln(I_0) = \ln(A) - \frac{\Delta E_g}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (2.4)$$

Сравнив его с уравнением прямой $y = a - b \cdot x$, видим, что построенная в логарифмическом масштабе зависимость обратного тока от температуры (2.4) будет иметь вид наклонной прямой с углом наклона, пропорциональным ширине запрещенной зоны $b = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta E_g}{k}$, где α - угол наклона прямой к оси абсцисс (см. рис.3). Однако на практике брать в качестве независимой переменной $x = 1/T$ неудобно, т.к. получающиеся при этом ее численные значения будут меньше единицы и дробными.



Поэтому предлагается выражение (2.4) видоизменить, умножив и разделив второе слагаемое правой части на начальную температуру T_0 . Тогда

$$\ln(I_0) = \ln(A) - \frac{\Delta E_g}{kT_0} \cdot \frac{T_0}{T}. \quad (2.5)$$

Теперь в качестве независимой переменной выступает нормированная температура, а тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс будет равен:

$$b = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta E_g}{kT_0}. \quad (2.6)$$

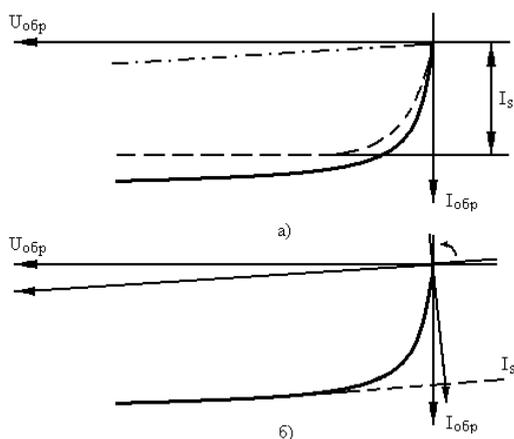
Таким образом, для того, чтобы определить ширину запрещенной зоны полупроводника необходимо установить температуру p - n перехода и измерить величину его обратного тока. Повторив этот эксперимент для нескольких температур (не менее 6), строим зависимость

логарифма обратного тока от нормированной температуры. Неизбежный разброс экспериментальных точек на графике сглаживают прямой линией, максимально приближенной к экспериментальным точкам. Затем по полученному графику вычисляют значение тангенса угла наклона прямой линии к оси абсцисс и по выражению (2.6) вычисляют значение ширины запрещенной зоны исследованного p - n перехода:

$$\Delta E_g = kT_0 \cdot \frac{\Delta(\ln(I_0))}{\Delta(T_0/T)}. \quad (2.7)$$

2.5. Методика проведения эксперимента и обработки результатов

Следующий вопрос – как экспериментально измерить требуемые параметры: обратный ток и температуру p - n перехода? Температуру можно измерить с высокой точностью, используя термопару двух металлов, например, «медь - константан», которая дает линейную зависимость контактной разности потенциалов (КРП) термопары от ее температуры. Значительно сложнее вопрос о точном измерении обратного тока. Дело в том, что реальных полупроводниковых p - n переходах обратный ток с увеличением обратного напряжения не остается постоянным, как это предсказывает теория, а монотонно увеличивается (см. рис.4). Причины увеличения тока таковы: генерация электронно-дырочных пар в пределах обедненной части p - n перехода примесями, утечки по поверхности p - n перехода и т.д.. Поэтому встает вопрос - как из измеренной ВАХ найти обратный ток I_0 . Для этого предлагается координатную систему экспериментальной ВАХ повернуть вокруг начала



координат против часовой стрелки так, чтобы ВАХ в области заперных напряжений стала параллельной новой оси абсцисс. При этом ось токов, оставаясь перпендикулярной новой оси напряжений, также повернется вокруг начала координат. Поэтому отсчет значения тока насыщения следует производить по оси ординат, также повернутой относительно исходных координат. Эта операция выполняется для каждого

Рис.4. Нахождение обратного тока значения температуры T , получая тем самым зависимость обратного тока от температуры $I_0 = f(T)$. По полученным для разных температур величинам обратных токов строят зависимость $\ln(I_0) = f(T_0/T)$. При этом полученные экспериментальные точки следует аппроксимировать прямой линией даже если точки не ложатся на прямую. Для этого используют вычисление тангенса угла наклона прямой линии по линии по методу наименьших квадратов по формуле:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n \sum_1^n x_i \cdot y_i - \sum_1^n x_i \cdot \sum_1^n y_i}{n \sum_1^n x_i^2 - (\sum_1^n x_i)^2}, \quad (2.8)$$

где n – число экспериментальных точек; x_i и y_i – абсцисса и ордината каждой экспериментальной точки; i – индекс принадлежности экспериментальных точек к значению температуры.

Идеальную вольт-амперную характеристику (ВАХ) реального p - n перехода получают путем переноса наклонного участка ВАХ при больших напряжениях обратного смещения $U_{обр}$ в начало координат, как показано стрелкой (см. рис.2.2) с последующим графическим вычитанием его из реальной ВАХ. Величину обратного тока I_{0i} находят путем продолжения (экстраполяции) горизонтального участка полученной идеальной ВАХ до пересечения ее с осью ординат.

Поскольку ВАХ реального диода проходит через точку пересечения осей координат, то для нахождения I_{0i} можно также применить метод поворота координатных осей, известный из курса высшей математики. Для этого необходимо продолжить вправо наклонный участок ВАХ, затем повернуть оси координат против часовой стрелки на угол, при котором ось ординат будет перпендикулярна продолжению наклонного участка ВАХ, а ось абсцисс – параллельна ему. Значение I_{0i} определится точкой пересечения новой оси ординат продолжением прямолинейного участка ВАХ (см. рис.2.2б).

Эти операции выполняются для каждого фиксированного значения температуры T , получая, таким образом, зависимость $I_{0i} = f(T)$ и переходя затем к зависимости $\ln I_{0i} = f(1/T)$.

2.6. Контрольные вопросы для самоподготовки

2.6.1. Дать определение понятия «ширина запрещенной зоны».

2.6.2. Как классифицируются носители заряда в полупроводниках?

2.6.3. Дать качественный анализ явлений, происходящих в прикатодной области разнородных полупроводников.

2.6.4. Чем объясняется различие хода идеальной и реальной ВАХ обратного смещенного p - n перехода?

2.6.5. Дать определение понятий инжекции и экстракции носителей в полупроводниках.

2.6.6. Объяснить метод определения ширины запрещенной зоны полупроводника путем экстракции неосновных носителей.

2.6.7. Указать возможные погрешности применяемого в данной работе метода.

2.7.8. Как произвести обработку экспериментальных результатов методом наименьших квадратов, для чего применяется этот метод?

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

3.1. Описание лабораторной установки

Для проведения экспериментов используются $p-n$ переходы германиевых и кремниевых полупроводниковых диодов. При подаче обратного напряжения на диод наибольшим сопротивлением в цепи является сопротивление обратного смещенного диода. Поэтому при измерении обратной ветви ВАХ можно пренебречь падением напряжения на омических контактах, базе диода и считать напряжение источника питания приложенным к обедненной части $p-n$ перехода. Исследуемый диод включен в измерительную цепь по схеме (рис.5) и помещен в термостатированную печь с измеряемой температурой. Температуру печи можно менять от меньшего значения к большему значению. После каждого изменения мощности нагревателя в печи необходимо выждать некоторое время для растекания температуры от нагревателя по элементам печи и схемы измерения температуры, в течение которого устанавливается ее равновесное значение.

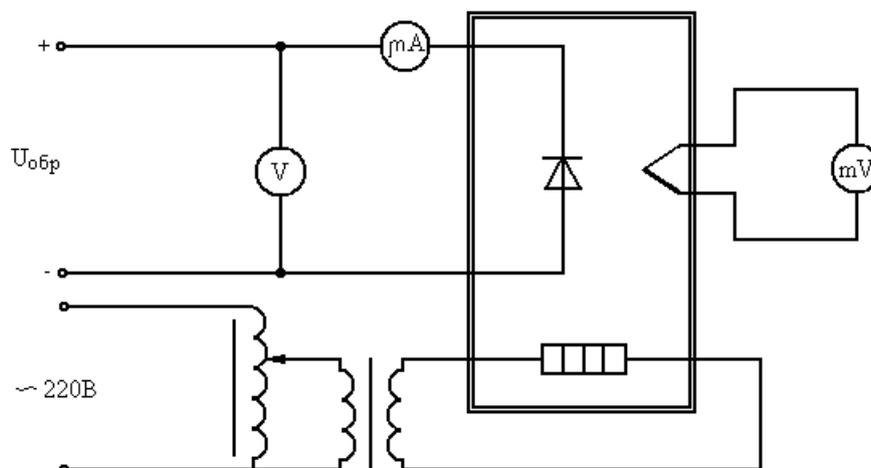


Рис.5. Схема экспериментальной установки для измерения температурной зависимости обратного тока диодов

Для каждого диода снимается ВАХ обратного включения перехода при фиксированном значении температуры. При фиксированной температуре снимаются ВАХ всех, определенных для исследования диодов, затем меняются температура и опять снимаются ВАХ диодов. Для каждого диода проводится графическое построение ВАХ при различных температурах на одном графике, находятся значения тока насыщения при всех температурах. После для каждого диода строится зависимость (см. рис.2) в относительных единицах

$$\ln\left(\frac{I_{0i}}{I_{00}}\right) = f\left(\frac{T_0}{T_i}\right),$$

где T_0 – температура при проведении первого эксперимента (без нагрева); T_i – температуры проведения последующих экспериментов (с нагревом); I_{00} - обратный ток при температуре T_0 ; I_{0i} – обратный ток диода при других значениях температуры.

3.2. Задание к лабораторной работе

3.2.1. Снять зависимость $I_{обр} = f(U_{обр})$ при рекомендованных значениях температуры для каждого диода. Экспериментальные данные занести в табл.3.1. Для каждого диода приводится своя таблица.

3.2.2. Произвести графическое построение семейства характеристик по п.3.1.3.

3.2.3. Найти, описанным выше методом экстраполяции, для каждого значения температуры величину тока насыщения I_{STi} и занести в таблицу (см. табл.3.1).

3.2.4. Вычислить величины T_1/T_i и $\ln(I_{STi}/I_{ST1})$ и занести в таблицу (см. табл.3.1).

$T_1 =$ К		...	$T_i =$ К		T_1/T_i	$\ln(\frac{I_{STi}}{I_{ST1}})$
$U_{обр}, В$	$I_{обр}, мкА$		$U_{обр}, В$	$I_{обр}, мкА$		
$I_{ST1} =$			$I_{STi} =$			

Таблица 3.1. Исследование диода

3.2.5. Для каждого диода в осях T_1/T_i и $\ln(I_{STi}/I_{ST1})$ нанести экспериментальные точки. Через полученные точки провести прямую.

3.2.6. Обработать экспериментальные данные методом наименьших квадратов. Вычислить угловой коэффициент для каждой прямой.

3.2.7. Вычислить ширину запрещенной зоны исследуемых полупроводников.

3.2.8. Сформулировать выводы по проделанной работе.

3.3. Порядок выполнения работы

3.3.1. Перед началом работы преподаватель проверяет подготовленность студентов к занятиям. С заданием и теорией по этой работе студент обязан ознакомиться заранее.

3.3.2. Сборка схемы исследования диода производится при выключенном стенде. Включать можно только после проверки схемы преподавателем.

3.3.3. Категорически запрещается производить переключения в схеме без снятия напряжения.

3.3.4. Перед началом измерений необходимо оценить пределы изменения измеряемых величин и установить соответствующие шкалы на приборах.

3.3.5. При снятии всех характеристик необходимо следить, чтобы напряжения и токи не превышали предельно допустимых значений, приведенных в паспортных данных приборов.

4. ТРЕБОВАНИЯ К СОСТАВЛЕНИЮ И ОФОРМЛЕНИЮ ОТЧЕТА

1. Отчет по лабораторной работе в обязательном порядке должен содержать следующие разделы:
 - цель лабораторной работы;
 - теоретическая часть и методика определения ширины запрещенной зоны;
 - описание экспериментальной установки;
 - конкретные данные на выполнение лабораторной работы;
 - полученные экспериментальные результаты в виде ВАХ, а также температурные зависимости величины обратного тока выбранных p-n переходов;
 - описание методики расчета величины обратного тока p-n перехода из измеренных ВАХ, а также определения ширины запрещенной зоны полупроводника из температурной зависимости обратного тока;
 - обсуждение полученных результатов и их сравнение с литературными данными.
2. Отчет должен быть набран в редакторе Word и представлен в скрепленном виде. Схемы и графики выполнены в графическом редакторе и вставлены в текст отчета. Рекомендуемые параметры для набора текста: шрифт Arial – 12, поля со всех сторон по 2 см, одиночный интервал между строк.
3. В случае выполнения лабораторной работы несколькими студентами в конце отчета должно быть указано конкретное участие каждого в выполнении работы.
4. В соответствии с рейтинговой системой качество выполнения лабораторной работы и оформления отчета оценивается в баллах, которые суммируются с баллами по контрольным работам.

5. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.
1. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1979. – 448 с.
2. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. – М: Высшая школа, 1977. – 288 с.