

Министерство образования и науки Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

КАФЕДРА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ (ЭП)

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

Учебное - методическое пособие  
к лабораторной работе по дисциплине  
«Физические основы оптоэлектроники»

Разработчик:  
проф. кафедры ЭП  
\_\_\_\_\_ Давыдов В.Н.  
« 27 » мая 2013 г.

ТОМСК – 2013

## 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 .....	9
3. Экспериментальная часть .....	10
3.1. Задание к лабораторной работе .....	10
3.2. Порядок выполнения работы .....	11
3.3. Методические указания к выполнению работы .....	12
4. Требования к составлению и оформлению отчета .....	13
5. 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  $\Delta E_g$ :  $\omega \geq \Delta E_g$ . 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  $\lambda$ , 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:

$$\omega_{кр} = \Delta E_g.$$

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 контролировать без применения специальной аппаратуры;

- 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 оптической техники.

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 способен в дальнейшем принять участие в токопереносе. На энергетической диаграмме это представляют как переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. Отдавший электрон атом превращается в положительно заряженный ион. Он способен захватить электрон с валентной оболочки соседнего атома, после чего становится атомом. При этом вновь образованный ион также может захватить валентный электрон соседнего атома. Так образуется подвижный «дефицит» отрицательного заряда – дырка, 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.

Носители, 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**.

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 обратном 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 з

этих областей 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 диффузионного движения. Эти величины не зависят от приложенного к переходу обратного внешнего смещения. Поэтому ток экстракции называют током насыщения  $p$ - $n$  перехода. Одно из аналитических выражений для тока насыщения в случае несимметричного  $p$ - $n$  перехода имеет вид:

$$I_0 = S e n_i^2 \sqrt{\frac{D}{\tau}} \frac{1}{N}, \quad (2.1)$$

где  $S$  - площадь контакта  $p$ - $n$  перехода;  $e$  - заряд электрона;  $n_i$  - собственная концентрация носителей заряда в базе;  $D$  - коэффициент диффузии основных носителей заряда в эмиттере;  $\tau$  - время жизни основных носителей заряда эмиттера;  $N$  - концентрация примесных центров в базе.

### 2.3. Методика определения ширины запрещенной зоны

Равновесная концентрация собственных носителей заряда в полупроводнике зависит только от ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g$  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:  $D$ ,  $\tau$ ,  $N_c$ ,  $N_v$ ,  $\Delta E_g$ . Однако эти зависимости значительно слабее, чем у  $n_i$ . Поэтому с достаточно высокой степенью точности можно считать, что

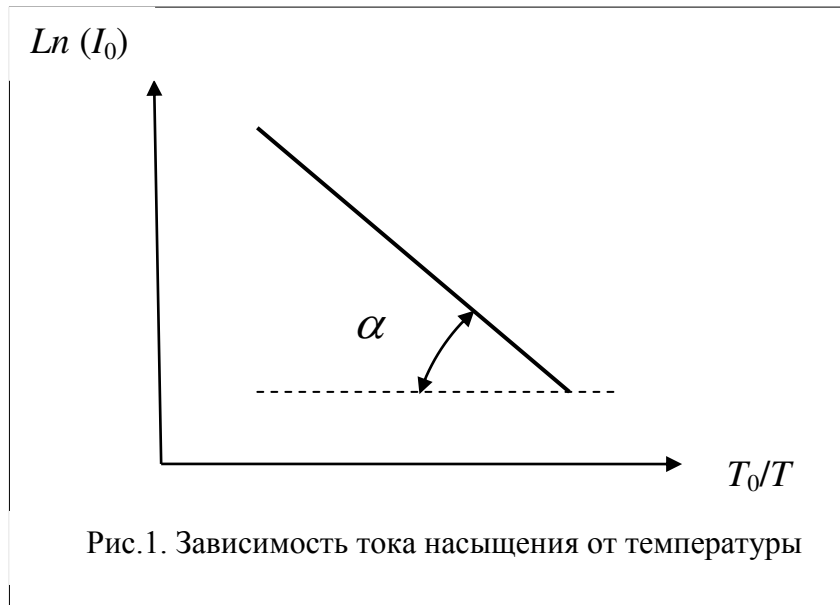
$$I_0 \approx A \cdot \exp\left[-\frac{\Delta E_g}{kT}\right]. \quad (2.3)$$

где  $A$  - 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 угол наклона, пропорциональный ширине запрещенной зоны  $b = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta E_g}{k}$ , где  $\alpha$  - угол наклона прямой к оси абсцисс (см. рис.1). Однако на практике брать в качестве независимой переменной  $x = 1/T$  неудобно, т.к. получающиеся при этом ее численные значения будут дробными.



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

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

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

$$b = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta E_g}{k T_0} . \quad (2.6)$$

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:



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

Следующий вопрос – как экспериментально измерить требуемые параметры: обратный ток и температуру  $p$ - $n$  перехода? Температуру можно легко измерить с высокой точностью, используя термопару, например, «медь - константан», которая дает линейную зависимость 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.2). 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  $I_0$ . Предлагается экспериментальную ВАХ повернуть вокруг начала координат так, чтобы она стала параллельной оси абсцисс. Отсчет значения тока насыщения следует определять по оси ординат, также повернутой относительно исходных координат. Эта операция выполняется для каждого фиксированного значения температуры  $T$ , получая тем самым зависимость обратного тока от температуры  $I_0 = f(T)$ . Затем переходят к зависимости  $\ln(I_0) = f(1/T)$ .

Для проведения экспериментов используются  $p$ - $n$  переходы германиевых и кремниевых полупроводниковых диодов. При подаче обратного напряжения на диод наибольшим сопротивлением в цепи является сопротивление обратно 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.3) 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 равновесное значение температуры.

#### 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.