

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФГАОУ ВО «Севастопольский государственный университет»
Институт радиоэлектроники и информационной безопасности

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
по дисциплине
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ
для студентов очной и заочной форм обучения
направления 11.03.04 - «Электроника и наноэлектроника»
Часть 1

2017

Рецензент:

к.т.н., доцент кафедры «Электронная техника» **Мурзин Д.Г.**

Составитель: В.К. Макаров

Методические рекомендации «Лабораторный практикум по дисциплине «Физические основы электроники» для студентов ОФО и ЗФО направления 11.03.04 – Электроника и нанoeлектроника, часть 1.» / СевГУ; Сост. В.К. Макаров. — Севастополь: Изд-во СевГУ, 2017. — 41 с.

Целью методических рекомендаций является оказание помощи студентам очной и заочной форм обучения в подготовке и выполнении лабораторных работ по дисциплине «Физические основы электроники».

Методические рекомендации написаны на основании программы дисциплины «Физические основы электротехники» ОПП подготовки бакалавров 11.03.04 — «Электроника и нанoeлектроника».

УДК 621.3.01

Рассмотрены и утверждены на заседании кафедры «Электронная техника» (протокол № 10 от 23 мая 2017 г.)

Ответственный за выпуск: заведующий кафедрой «Электронная техника», кандидат технических наук, доцент Михайлюк Ю. П.

Издательский номер **40/17**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Лабораторные работы № 1, 2 «Исследование температурной зависимости электропроводности полупроводников (№ 1) и металлов (№ 2)»4
2. Лабораторная работа № 3 «Исследование модели тепловых колебаний атомов кристаллической решетки» 10
3. Лабораторная работа № 4 «Определение времени жизни неосновных носителей заряда методом переходных характеристик» 19
4. Лабораторная работа № 5 «Определение диффузионной длины и времени жизни неравновесных носителей тока в полупроводниках методом подвижного светового зонда» 29

1. Лабораторные работы № 1, № 2

«Исследование температурной зависимости электропроводности полупроводников (№ 1) и металлов (№ 2)»

Цель работ: приобрести навыки экспериментального определения температурной зависимости электропроводности полупроводников и металлов; уметь определять ширину запрещенной зоны полупроводника по температурной зависимости удельной электропроводности.

1.1 Теоретические сведения

Основные понятия зонной теории

Ширина запрещенной зоны относится к числу основных параметров полупроводниковых материалов, определяющих его свойства. Согласно зонной теории кристаллов, в случае полупроводника, верхняя целиком заполненная энергетическая зона, которая образована рядом уровней валентных электронов атома, называется валентной зоной. Следующая зона разрешенных значений энергии, свободная при абсолютном нуле температуры, называется зоной проводимости. Полоса запрещенных для электрона значений энергии, которая разделяет эти две зоны, носит название запрещенной зоны (рисунок 1). При наличии примесных атомов в кристаллической решетке валентные электроны посторонних атомов могут иметь локальные энергетические уровни, так называемые примесные уровни, расположенные в запрещенной зоне. В этом случае, когда эти уровни заняты электронами и могут отдавать электроны в зону проводимости, их называют донорными, если же уровни свободны и могут захватывать электроны из валентной зоны, то они называются акцепторными. Минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону для его перевода с донорного уровня, в зону проводимости, или из валентной зоны на акцепторный уровень, называется энергией ионизации примеси.

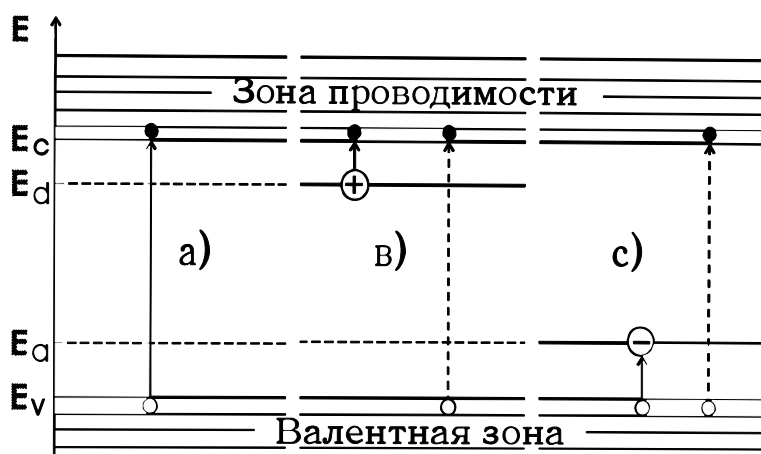


Рисунок 1 — Зонная структура полупроводника

Энергия ионизации примеси и ширина запрещенной зоны могут быть найдены из измерений зависимости электропроводности или постоянной Холла от температуры, а также из спектрального распределения коэффициента оптического поглощения или фототока полупроводника. В настоящей работе ширина запрещенной зоны полупроводника определяется из температурной зависимости электропроводности.

***Зависимость электропроводности полупроводников
и металлов от температуры. Методика определения
ширины запрещенной зоны полупроводника.***

Удельная электропроводность веществ, как известно, зависит от концентрации носителей заряда и их подвижности.

Для примесного полупроводника удельная электропроводность:

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p, \quad (1)$$

где q - заряд электрона;

n, p - концентрации носителей заряда (электронов и дырок);

μ_n, μ_p - подвижности носителей заряда.

Для металлов $\sigma = qn\mu_n$, причем концентрация электронов практически не зависит от температуры и её можно считать постоянной.

По условию электронейтральности в собственном полупроводнике выполняется равенство $n = p = n_i$, где индекс i указывает на принадлежность к собственному полупроводнику:

$$\sigma_i = q \cdot n_i (\mu_n + \mu_p). \quad (1a)$$

Чтобы найти зависимость электропроводности от температуры, необходимо выяснить, как меняются концентрации носителей тока и их подвижности с изменением температуры.

Рассмотрим беспримесный (собственный) полупроводник. Пусть ширина запрещенной зоны при определенной температуре равна ΔE_g , E_c есть энергия низшего уровня ("дна") зоны проводимости, E_v — энергия наивысшего уровня ("потолка") валентной зоны (рисунок 1). Тепловой переход электрона в собственном полупроводнике из валентной зоны в зону проводимости (ионизация основного вещества) осуществляется при сообщении ему некоторой энергии, равной или большей энергии ширины запрещенной зоны:

$$\Delta E_g = E_c - E_v.$$

Ширина запрещенной зоны большинства полупроводников уменьшается с ростом температуры от значения ΔE_g (от 0) при $T = 0$. При достаточно высоких температурах (> 200 К) эту зависимость можно описать линейной аппроксимацией:

$$\Delta E_g(T) = \Delta E_{g_0} - \alpha T, \quad (1б)$$

где $\Delta E g_0$ - константа линейной аппроксимации зависимости $\Delta E g(T)$;

α - температурный коэффициент этой зависимости. Для германия $\alpha = 3,9 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, для кремния $\alpha = 2,4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

Теория дает следующее выражение для собственной концентрации n_i носителей заряда, если предположить, что эффективные массы этих носителей одинаковы и равны m_0 :

$$n_i = N \cdot \exp(-\Delta E g / 2kT), \quad (2)$$

где $N = (N_c \cdot N_v)^{1/2} = 2(2 \cdot \pi \cdot m_0 \cdot kT / h^2)^{3/2}$,

N_c , N_v - эффективная плотность квантовых состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Для комнатной температуры $N = 2,41 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим полупроводник, содержащий атомы примеси донорного типа. Пусть основное вещество полупроводника составляют атомы IV группы периодической системы, элементов, а примесные атомы являются элементами V группы. Наличие примеси приводит к появлению в запрещенной зоне локальных энергетических уровней E_d , расположенных вблизи дна зоны проводимости (смотри рисунок 1), то есть $(E_c - E_d) \ll \Delta E g$, поэтому при низких температурах можно пренебречь ионизацией основного вещества и считать, что концентрация носителей заряда в зоне проводимости определяется процессом ионизации донорных атомов:

$$n = (g^{-1} \cdot N_d \cdot N_c)^{1/2} \cdot \exp[-(E_c - E_d) / 2kT], \quad (3)$$

где N_d — концентрация донорной примеси;

g — фактор спинового вырождения;

$g = 2$ для одновалентной донорной примеси;

$g = 4$ для одновалентной акцепторной примеси в германии и кремнии.

Концентрация электронов в зоне проводимости описывается формулой (3) на так называемом участке "вымораживания" примеси, т.е. в диапазоне от $T = 0$ до той области температур, где наблюдается полная ионизация ("истощение") атомов примеси. В области истощения концентрация электронов в зоне проводимости не зависит от температуры и $n = N_d$. Температурная граница областей вымораживания и истощения примесей обозначается T_s . При дальнейшем увеличении температуры начинается интенсивный заброс носителей заряда из валентной зоны в зону проводимости и, начиная с некоторой температуры T_i , собственная концентрация носителей заряда преобладает над примесной. Таким образом, при $T > T_i$ проводимость примесного полупроводника можно считать собственной. Зависимость концентрации носителей заряда примесного полупроводника от температуры приведена на рисунок 2, где участки вымораживания, истощения примеси и собственной проводимости обозначены соответственно цифрами 1, 2, 3.

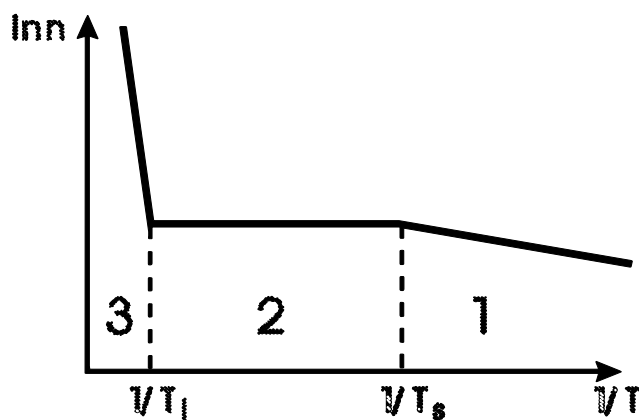


Рисунок 2 — График зависимости концентрации носителей заряда примесного полупроводника от температуры

Итак, в области высоких температур ($T > T_i$) зависимость концентрации носителей заряда от температуры определяется множителем $\exp(-\Delta E_g/2kT)$, а в области низких температур ($T < T_s$) - множителем $\exp[-(E_c - E_d)/2kT]$. Чем выше концентрация примесей N_d , тем больше область температур, в которой концентрация электронов в зоне проводимости не зависит от температуры, и тем при более высокой температуре начинается рост концентрации носителей заряда, обусловленный переходами из валентной зоны полупроводника через запрещенную зону, т.е. ионизацией основного вещества.

Зависимость подвижности носителей заряда в полупроводнике от температуры определяется механизмом рассеяния носителей и является степенной функцией температуры. В области высоких температур подвижность определяется рассеянием носителей заряда на тепловых колебаниях решетки и уменьшается с ростом температуры по закону $\mu \sim T^{-3/2}$ при рассеянии на акустических фононах. В области низких температур, когда амплитуда колебаний атомов решетки мала, подвижность определяется рассеянием носителей заряда на ионизированных атомах примеси, причем в этой области $\mu \sim T^{3/2}$. Поэтому зависимость подвижности носителей заряда в полупроводнике от температуры представляется кривой с максимумом, а положение максимума зависит от концентрации примеси (смотри рисунок 3).

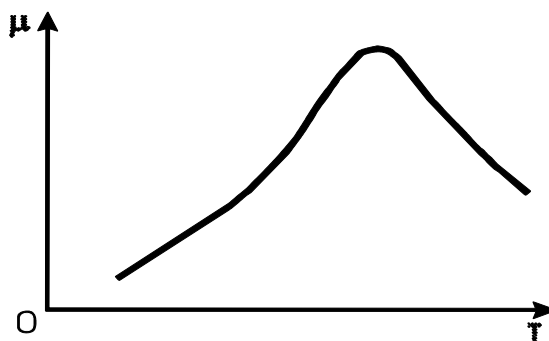


Рисунок 3 — График зависимости подвижности носителей заряда в полупроводнике от температуры

В соответствии с (1а) зависимость удельной проводимости от температуры $\sigma(T)$ определяется температурными зависимостями подвижностей и концентраций носителей заряда. Сравнивая зависимости концентрации и подвижности от температуры, можно отметить, что зависимость подвижности от температуры будет определять температурную зависимость проводимости только в той области температур ($T_i > T > T_s$), где концентрация носителей заряда постоянна; при других температурах зависимость проводимости от температуры определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей заряда. График зависимости удельной проводимости полупроводника от температуры в удобных для дальнейших расчетов координатах $\ln \sigma$ ($1/T$) имеет вид, представленный на рисунке 4. Для сравнения на рисунке 5 показан график зависимости $\rho(T)$ для металлов; объясняется такая зависимость увеличением рассеяния электронов на тепловых колебаниях решетки при увеличении температуры и соответствующим уменьшением подвижности носителей заряда в металле.

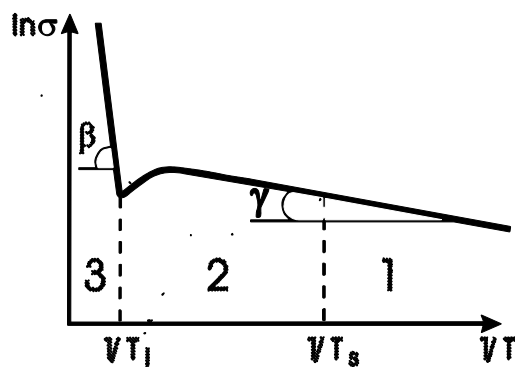


Рисунок 4 — График зависимости удельной проводимости полупроводника от температуры



Рисунок 5 — График зависимости удельного сопротивления металла от температуры

Итак, для собственного полупроводника из (1а), (1б), (2) следует:

$$\sigma_i = qN(\mu_n + \mu_p) \cdot \exp[-(\Delta E g_0 - aT)/2kT] = \sigma_0 \exp[-(\Delta E g_0 - aT)/2kT], \quad (4)$$

где $\sigma_0 = qN(\mu_n + \mu_p)$ слабо зависит от температуры и считается постоянной.

Если уравнение (4) прологарифмировать, то зависимость удельной проводимости от температуры в координатах $\ln \sigma_i$ от $1/T$ будет иметь вид:

$$\ln \sigma_i = (\ln \sigma_0 + \alpha / 2k) - \Delta E g_0 / 2kT, \quad (5)$$

где $(\ln \sigma_0 + \alpha / 2k) = \text{const}$, а $-\Delta E g_0 / 2k$ есть угловой коэффициент линейной функции (5). Этот коэффициент можно определить графически, вычисляя тангенс угла наклона графика экспериментальной зависимости $\ln \sigma$ ($1/T$) на участке собственной проводимости (рисунок 4, участок 3). Действительно, на этом участке:

$$\text{tg} \beta = \frac{d(\ln \sigma)}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = \frac{\ln \sigma_1 - \ln \sigma_2}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} = \frac{-\Delta E g_0}{2k}, \quad (6)$$

где $\ln \sigma_1$, $1/T_1$ и $\ln \sigma_2$, $1/T_2$ — координаты двух точек зависимости $\ln \sigma$ ($1/T$) на участке 3. Из формулы (6) можно найти константу линейной аппроксимации температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводника:

$$\Delta E g_0 = -2k \cdot \text{tg} \beta, \quad (7)$$

Подставляя значение $\Delta E g_0$ в (16) с соответствующим данному веществу значением a , можно вычислить ширину запрещенной зоны полупроводника при заданной температуре.

Аналогичные рассуждения справедливы для примесных полупроводников в области низких температур (участок 1, рисунок 4), когда можно определить энергию ионизации акцепторной $\Delta E a = E_a - E_v$ или донорной $\Delta E d = E_c - E_d$ примеси из выражения вида

$$\Delta E a, d = -2k \cdot \text{tg} \gamma \quad (8)$$

Экспериментальные точки зависимости $\ln \sigma$ ($1/T$) на участке 3, рекомендуется аппроксимировать с помощью пакета MathCad. Определяемый при этом угловой коэффициент линейной аппроксимации и представляет собой значение $\text{tg} \beta$, необходимое для расчета ширины запрещенной зоны.

1.2 Методика измерений

В данной работе для исследования температурной зависимости удельного сопротивления ρ полупроводника (германия) и металла (меди) необходимо провести измерения напряжения U на образце, тока I через образец и температуры T материала в соответствии с известным выражением:

$$\rho = 1/\sigma = (U/I) \cdot (S/l), \quad (9)$$

где S — поперечное сечение образца;

l — длина образца (в работе это расстояние между зондами).

Вычисления по (9) проводятся при каждой заданной температуре.

Принципиальная схема установки для соответствующих измерений приведена на лабораторном макете. Установка состоит из источника питания постоянного тока GB1, выключателя источника S4, магазина сопротивлений R1, эталонного резистора R2, миллиамперметра PI1,

измерителя напряжений PV1, переключателей S1, S2, S3, термопары и милливольтметра PV2, камеры с печью и держателем образца, трансформатора T1. На вертикальной панели установлены: миллиамперметр PV1, переключатели S1, S2, S3, S4, резистор R2 и клеммы для подсоединения R1, PV1 и проводников образца. Источник GB1 подключается к схеме с задней стороны панели.

Для определения напряжения на образце применяется двухзондовый компенсационный метод измерения. Сущность двухзондового метода заключается в том, что падение напряжения U измеряется с помощью металлических зондов между двумя внутренними точками A и B образца полупроводника, по которому протекает ток I , подводимый через внешние контакты 1 и 2. Таким способом достигается электрическая развязка между источником питания и измерительной цепью. Применение компенсационного метода обусловлено возможностью ошибок при измерении падения напряжения между контактами A и B из-за переходного сопротивления этих контактов (наиболее существенные погрешности вносят контакты металл-полупроводник). Эти ошибки устраняются при использовании в качестве измерителя напряжения потенциометра ППТВ-1 (PV1 на рисунке 6; ППТВ - потенциометр постоянного тока высокоомный). Действительно, разность потенциалов между зондами A и B компенсируется включенным навстречу напряжением потенциометра $U_{\text{п}}$, и, если цепь сбалансирована ($U = U_{\text{п}}$), то ток, текущий через гальванометр измерителя ППТВ-1, равен нулю. Так как ток отсутствует, то нет и падения напряжения на контакте зонд-полупроводник. В этом случае переходные сопротивления контактов не влияют на точность измерения удельного сопротивления.

Еще одним источником погрешностей измерений температурной зависимости удельного сопротивления является термо-э.д.с., появляющаяся на измерительных зондах, из-за некоторого градиента температуры образца, который возникает вследствие неравномерного прогрева материала. Влияние термо-э.д.с. исключается следующим образом. Измерение напряжения на образце (между зондами) необходимо производить при двух различных направлениях тока через образец, для чего в лабораторной установке предусмотрен переключатель S1, меняющий местами контакты 1 и 2 образца; при этом направление тока во внешней по отношению к образцу цепи (в частности, через эталонный резистор R2) не изменяется. Поскольку измеритель ППТВ-1 является полярным, то при изменении направления тока через образец требуется менять местами его входы, что осуществляется переключателем S3, то есть в режиме измерения напряжения на образце S1 и S3 переключаются совместно. Так как реально величина термо-э.д.с. ΔU меньше по абсолютной величине, чем падение напряжения между зондами U , а знак ΔU определяется градиентом температуры и не зависит от направления тока, то измеренные падения напряжения U_1 и U_2 при различных направлениях тока будут соответственно равны:

$$U_1 = U + \Delta U; \quad -U_2 = U + \Delta U$$

Вычисляя среднее значение как полуразность величин измеренных напряжений (с учетом противоположных знаков для U_1 и U_2), получим действительное значение падения напряжения между зондами:

$$U_{cp} = (U_1 + U_2) / 2 = U$$

Величина тока через образец ориентировочно задается по показаниям миллиамперметра РИ1 с помощью регулятора напряжения источника питания GB1. Рекомендуется для удобства расчетов при всех температурных режимах величину тока поддерживать постоянной и равной 5 мА. Для более точного задания тока необходимо измеритель ППТВ-1 переключить на эталонный резистор $R_2 = 100 \text{ Ом}$ (S2 устанавливается в положение *a*), после чего выставить на ППТВ-1 значение $U_{ЭТ} = U_{R_2} = 0,5 \text{ В}$ ($5 \text{ мА} \cdot 100 \text{ Ом} = 0,5 \text{ В}$) и с помощью магазина сопротивлений R1 добиться нулевого показания гальванометра ППТВ. Эта процедура, т.е. контроль тока, производится перед каждым измерением напряжения.

В данной работе можно проводить исследования в диапазоне температур от комнатной до 250° С . Нагрев образцов осуществляется в специальной камере с электрической печью. Температура внутри камеры определяется с помощью термопары, милливольтметра РВ2 и градуировочной таблицы, обеспечивающих точность в 1 градус. Показания милливольтметра РВ2 (U_T) пересчитываются в соответствующую температуру образца следующим образом. Значения термо-э-д-с. в градуировочной таблице (в милливольтках) находятся на пересечении столбцов, соответствующих единицам градусов Цельсия, и строка соответствующих десяткам градусов. Эти десятки и единицы градусов суммируются и складываются с показаниями комнатного термометра t_k . Полученные значения заносятся в таблицу измерений и затем пересчитываются в абсолютную шкалу температур.

1.3 Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с лабораторной установкой для измерения температурной зависимости удельной электропроводности, произвести необходимые подключения элементов.

2. Ознакомиться с инструкцией по эксплуатации потенциометра ППТВ-1, подготовить его к работе.

3. Произвести замеры необходимых параметров германиевого образца при комнатной температуре t_k (э.д.с. термопары $U_T = 0$):

3.1. Включить источник питания GB1 (выключателем S4).

3.2. Установить переключатель направления тока S1 в положение *a*.

3.3. Регулятором напряжения источника питания GB1 установить по показаниям миллиамперметра РИ1 ориентировочное значение величины тока 5 мА.

3.4. Задать более точно величину тока через образец $I = 5 \text{ мА}$, для чего:

— установить S2 в режим измерения напряжения на эталонном

резисторе (положение **а**), а S3 — в положение **б**;

— выставить в окошках верхней панели ручками потенциометра значение $U_{R2} = 0,5 \text{ В}$;

— с помощью магазина сопротивлений R1 добиться равновесного положения стрелки гальванометра при нажатии сначала кнопки "50000 Ом", а затем кнопки "О" потенциометра. При этом точность задания напряжения U_{R2} достигает 0,1%.

3.5. Переключив S2 в положение **б**, а S3 - в положение **а**, измерить падение напряжения на образце $U1$.

3.6. Изменить направление тока через образец, установив S1 в положение **б**, и проконтролировать величину, тока, повторив п. 3.4.

3.7. Переключить S2 и S3 в положения **б** и измерить падение напряжения на образце $U2$.

Результаты измерений t , $U1$, $U2$ и расчетов T , $1/T$, $U_{\text{ср}}$, σ и $\ln \sigma$ занести в таблицу 1. Размерности физических величин при расчетах должны соответствовать системе единиц СИ.

Таблица 1 — Результаты измерений и расчетов

$I = 5 \text{ мА}$		$S = 1,5 \text{ мм}^2$, $l = 5 \text{ мм}$ для полупроводника $S = 2 \text{ мм}^2$, $l = 100 \text{ мм}$ для металла							
U_b , мВ	t , град. С	T , К	$1/T$, К ⁻¹	$U1$, мВ	$U2$, мВ	$U_{\text{ср}}$, мВ	ρ , Ом·м	σ , (Ом·м) ⁻¹	$\ln \sigma$
0	$t_k =$								

4. Повторить измерения (п.п. 3.2 - 3.7), изменяя температуру исследуемого материала. Для нагрева образца необходимо включить печь камеры, подсоединив трансформатор Т1 (ЛАТР) к сети ~ 220 В и повернув ручку регулятора выходного напряжения ЛАТРа по часовой стрелке до ограничителя.

Э.д.с. термопары U_t фиксировать в пределах от 0,5 мВ до 4,0 мВ через каждые 0,5 мВ. При каждом фиксированном значении U_t на время измерений необходимо выключать нагреватель печи, повернув ручку регулятора ЛАТРа против часовой стрелки до упора. После проведения соответствующих замеров ручка возвращается в исходное для нагрева положение.

5. Построить график зависимости $\ln \sigma(1/T)$ и определить ширину запрещенной зоны полупроводника при комнатной температуре по методике, изложенной в разделе 2. Конечный результат вычисления E_g представить в джоулях и электронвольтах.

6. На очередном занятии (лабораторная работа № 2) выполнить необходимые измерения и расчеты для металлического образца (пункты 3, 4), при этом п.п. 3.6 и 3.7 не выполняются. Результаты измерений t , $U1 = U = U_{\text{ср}}$ и расчетов T , ρ занести в таблицу 1. Построить график

зависимости $\rho(T)$ для металла.

Контрольные вопросы и задания

1. Объяснить образование энергетических зон в кристаллических телах.
2. Почему и как зависит ширина запрещенной зоны полупроводников от температуры?
3. Объяснить температурную зависимость концентрации носителей заряда в полупроводниках и металлах.
4. Объяснить температурную зависимость подвижности носителей заряда в полупроводниках и металлах.
5. Чем объясняется различный ход температурной зависимости сопротивления у металлов и полупроводников?

2. Лабораторная работа №3

«Исследование модели тепловых колебаний атомов кристаллической решетки»

Цель работы: Исследовать распространение колебаний моделируются распространением электромагнитных колебаний в линии задержки с сосредоточенными параметрами. Теория распространения акустических и оптических колебаний рассмотрена для одномерных атомных цепочек.

2.1 Теоретические сведения

Колебания цепочки одинаковых атомов

Тепловое движение атомов в кристаллах имеет характер колебаний с амплитудой порядка десятых долей ангстрема, что составляет примерно 10% от межатомных расстояний. Каждый атом, смещённый из положения равновесия, взаимодействует с соседними. В результате возмущение распространяется по кристаллу, принимая характер волны [5]. Свойства таких волн определяют целый ряд физических свойств кристаллов: теплоёмкость, тепловое расширение, электрическое сопротивление и т.д.

На рисунке 1 изображена цепочка одинаковых атомов массы m , равновесное расстояние между которыми a . Пусть U_n есть смещение n -го атома относительно положения равновесия. Будем учитывать только взаимодействия атомов с ближайшими соседями. Кроме того, полагая смещение малым, считаем, что силы взаимодействия между атомами пропорциональны их отклонениям от положения равновесия.

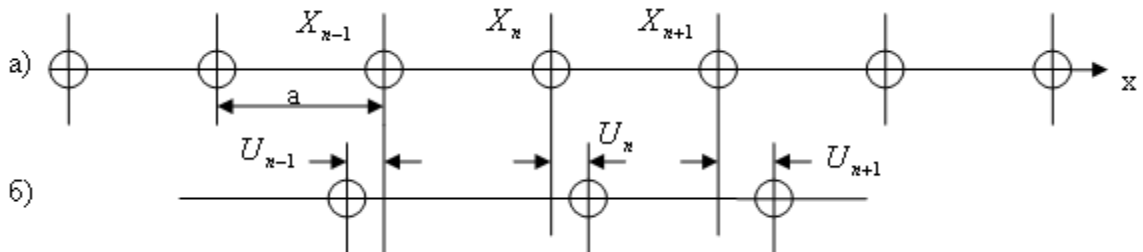


Рисунок 1 — Одномерная цепочка атомов: а) - равновесные положения атомов; б) - атомы смещены в результате тепловых колебаний.

Сила действующая на n -й атом, равна

$$F_n = \beta(U_{n+1} - U_n) + \beta(U_{n-1} - U_n), \quad (1)$$

где β - атомная упругая постоянная; первое слагаемое в правой части есть сила, действующая на n -й атом со стороны $(n+1)$ -го, а второе – со стороны $(n-1)$ -го атома.

Закон движения n -го атома имеет вид:

$$m\ddot{U}_n = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n). \quad (2)$$

Равновесные координаты атомов принимают значения $x_n = na$.

Поэтому решение уравнения (1.1) будем искать в виде волны

$$U_n = U(na) = \xi \exp[i(kna - \omega t)], \quad (3)$$

где k - волновое число; ω - частота колебаний.

Подставляя (3) в (2), получим

$$-\omega^2 m = \beta(\exp ika + \exp(-ika) - 2). \quad (4)$$

Учитывая, что

$$e^{ika} + e^{-ika} - 2 = -4 \sin^2 \frac{ka}{2},$$

получаем закон дисперсии атомных колебаний

$$\omega = \omega_{\max} \left| \sin \frac{ka}{2} \right|, \quad (5)$$

где

$$\omega_{\max} = 2 \sqrt{\frac{\beta}{m}}, \quad (6)$$

$\omega_{\max}$ — максимально возможная частота колебаний.

При $\omega = \omega_{\max}$ значение волнового числа и длины волны составляют

$$k_{\max} = \frac{\pi}{a}, \quad \lambda_{\min} = \frac{2\pi}{k_{\max}} = 2a. \quad (7)$$

Групповая скорость распространения такой волны равна нулю

$$v_{\text{гр}}(k_{\max}) = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{k=k_{\max}} = \frac{\omega_{\max} a}{2} \cos \frac{\pi}{2} = 0.$$

Следовательно, такая волна является стоячей. Из рисунка 2 видно, что соседние атомы при этом колеблются в противофазе.

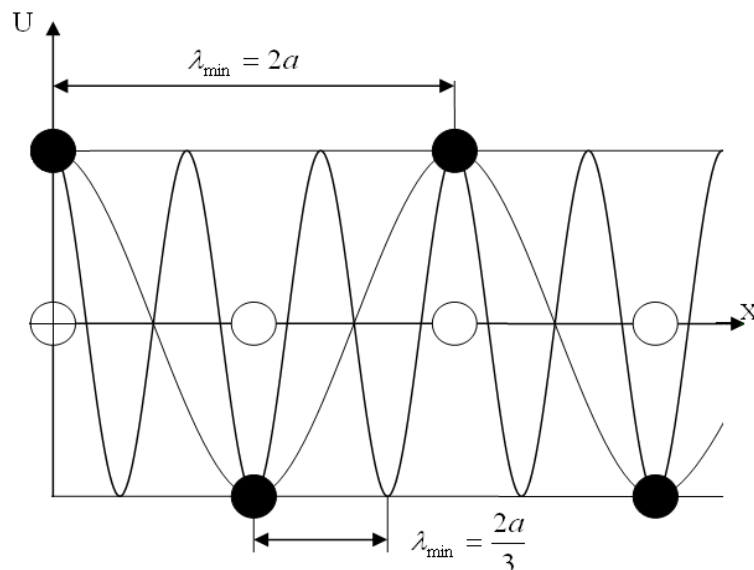


Рисунок 2 — Колебания атомов с частотой $\omega = \omega_{\max}$; $\circ$ — равновесное положение атомов; $\bullet$ — смещение положения атомов.

Рассмотрение волн, для которых $k > k_{\max}$ или $\lambda < \lambda_{\min}$, не даёт новой физической информации. Например, волна, для которой $k = 3k_{\max} = \frac{3\pi}{a}$, $\lambda = \frac{\lambda_{\min}}{3} = \frac{2a}{3}$, показана пунктиром на рисунке 2. Она описывает то же реальное движение атомов, что и волна, для которой $k = k_{\max}$.

Вообще волны, для которых значения отличаются на целое число $\frac{2\pi}{a}$, физически эквивалентны.

Число нормальных колебаний атомов цепочки

Колебания атомов в цепочке бесконечной длины можно представить в виде суперпозиции простых колебаний вида (3), где волновое число k может принимать любые значения в интервале от $-\frac{\pi}{a}$ до $+\frac{\pi}{a}$. В цепочке $N+1$ атомов, где атомы имеют номера от $n=0$ до $n=N$, разрешёнными являются лишь некоторые дискретные значения волнового числа, которые зависят от типа граничных условий.

Если, например, цепочку замкнуть в кольцо, то функция $U(na)$ в (3) должна быть периодична с периодом Na :

$$U(na) = U(na + \ell Na),$$

где ℓ - целое число. Подставляя это условие в (3), получаем

$$\exp i k n a = \exp [i (k n a + k \ell N a)],$$

откуда

$$k = \frac{2\pi\ell}{Na} \quad (8)$$

Разрешённые значения волнового числа и соответствующие им разрешённые значения частоты колебаний для периодических граничных условий представлены на рисунке 3. Поскольку значения k заключены в интервале от $-\frac{\pi}{a}$ до $+\frac{\pi}{a}$, число ℓ может принимать значения от $-\frac{N}{2}$ до $+\frac{N}{2}$, а полное число нормальных колебаний равно числу атомов, то есть числу степеней свободы.

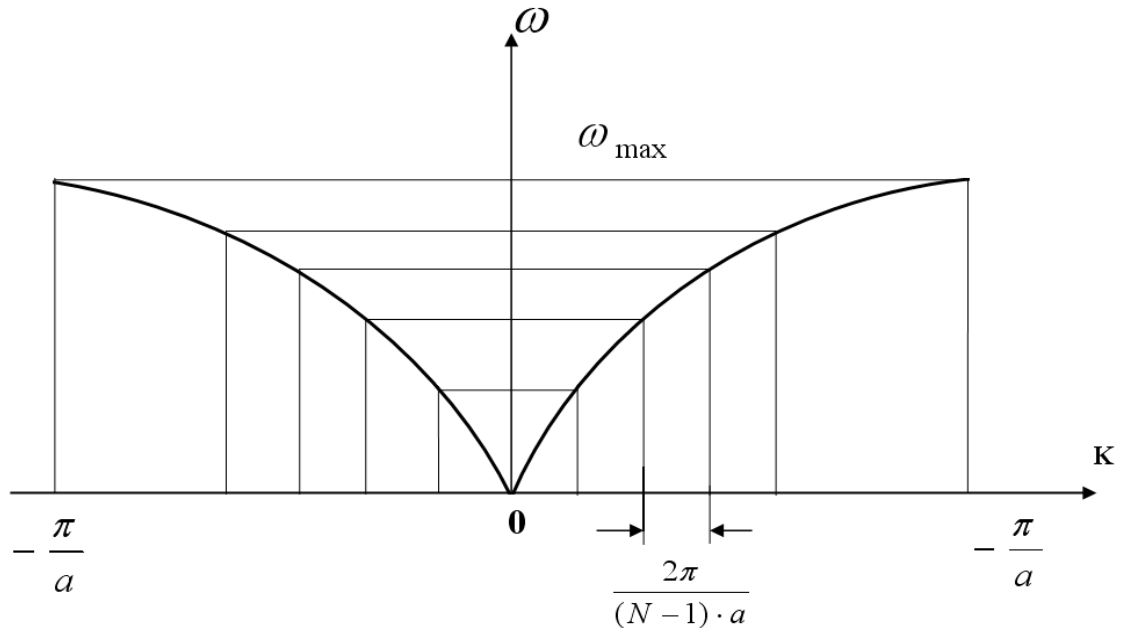


Рисунок 3 — Спектры разрешённых значений k и $\omega(k)$: периодические граничные условия

Если закрепить концы цепочки неподвижно, то

$$u(0) = 0, u(Na) = 0 \quad (9)$$

Такие граничные условия могут выполняться только в том случае, если каждое колебание представляет стоячую волну, то есть

$$U(na) = \xi \exp[i(kna - \omega t)] + \xi[i(-kna - \omega t)] = 2\xi e^{-i\omega t} \sin kna \quad (10)$$

Граничные условия (9) требуют, чтобы на длине цепочки уложилось целое число стоячих волн, то есть

$$k = \frac{\pi \ell}{Na} \quad (11)$$

Здесь ℓ принимает целые положительные значения от 1 до $N-1$.

Отрицательные значения ℓ рассматривать не имеет смысла, так как каждое колебание (10) представляет сумму двух бегущих волн с волновыми числами $\pm k$. Колебание с $\ell = N$ ($k = \frac{\pi}{\lambda}$) рассматривать так же не имеет смысла, так как при этом ни один атом не двигается. Таким образом, полное число колебаний $N-1$ снова равно числу степеней свободы атомной цепочки два атома закреплены, то есть лишены свободы. Это правило остаётся справедливым для граничных условий любого типа.

Колебания цепочки, состоящей из атомов двух сортов

Рассмотрим одномерный кристалл, состоящий из атомов двух сортов. В узлах решётки с нечётным номером находятся атомы с массой m , а в узлах с чётным номером – атомы с массой M (рисунок 4).

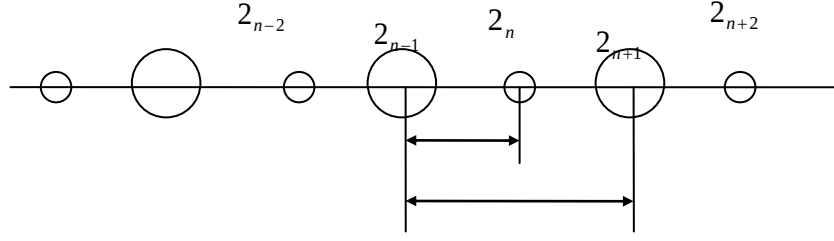


Рисунок 4 — Атомная цепочка, состоящая из атомов двух сортов

Если учесть взаимодействия только ближайших соседей и считать силы взаимодействия упругими, то уравнения движения атомов запишутся так

$$\begin{cases} M \ddot{u}_{2n} = \beta \cdot (u_{2n-1} + u_{2n+1} - 2u_{2n}), \\ m \ddot{u}_{2n+1} = \beta \cdot (u_{2n+2} + u_{2n} - 2u_{2n+1}), \end{cases} \quad (12)$$

Решение этой системы уравнений будет искать в виде бегущих волн, имеющих разную амплитуду для чётных и нечётных атомов

$$\begin{cases} u_{2n} = \xi \exp i \cdot (2nka - \omega t), \\ u_{2n+1} = \eta \exp i [(2n+1)ka - \omega t] \end{cases} \quad (13)$$

Подставим (13) в (12) и получим

$$\begin{cases} -M\omega^2 \xi = \beta\eta \cdot (e^{ika} + e^{-ika}) - 2\beta\xi, \\ -m\omega^2 \eta = \beta\xi \cdot (e^{ika} + e^{-ika}) - 2\beta\eta. \end{cases} \quad (14)$$

Система уравнений (14) относительно переменных ξ и η . Она имеет ненулевые решения только тогда, когда детерминант, составленный из коэффициентов ξ и η , равен нулю

$$\begin{vmatrix} 2\beta - M\omega^2 & -2\beta \cdot \cos ka \\ -2\beta \cos ka & 2\beta - m\omega^2 \end{vmatrix} = 0.$$

Отсюда получаем закон дисперсии

$$\omega_{1,2}^2 = \beta(m^{-1} + M^{-1}) \left(1 \pm \sqrt{1 + 4 \sin^2 ka \frac{mM}{m+M}} \right) \quad (15)$$

Дисперсионная кривая изображена на рисунке 5.

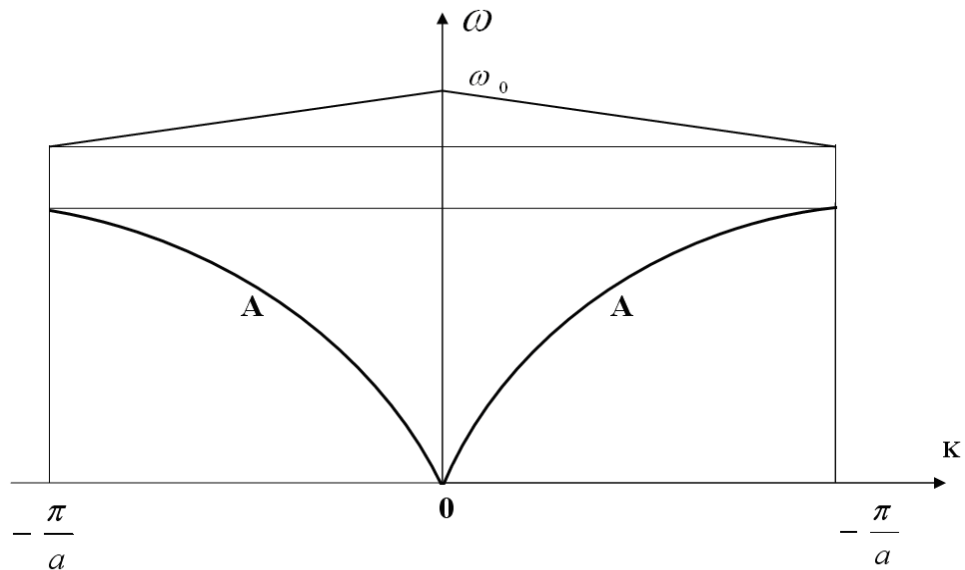


Рисунок 5 — Дисперсионная кривая атомной цепочки, состоящей из атомов двух сортов: А — акустическая ветвь; 0 — оптическая ветвь

Из (15) следует, что частоты ω_0 , ω_{m1} и ω_{m2} определяются соотношениями

$$\omega_0 = 2\beta(m^{-1} + M^{-1}),$$

$$\omega_{m1}^2 = \frac{2\beta}{m}, \quad \omega_{m2}^2 = \frac{2\beta}{M},$$

где $M > m$.

Дисперсионная кривая имеет две ветви, одна из которых называется акустической, а другая — оптической. При длинноволновых колебаниях ($\kappa \rightarrow 0$), соответствующих оптической ветви, атомы разных сортов колеблются в фазе; при колебаниях ($\kappa \rightarrow 0$), соответствующих акустической ветви, — в противофазе (рисунок 6).

Частота оптических колебаний мало зависит от длины волны и составляет величину $\approx 10^{13} \text{ c}^{-1}$.

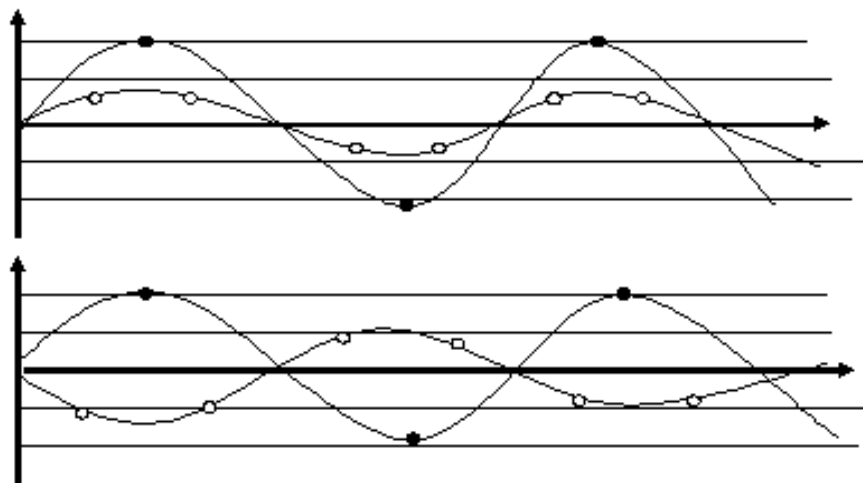


Рисунок 6 — Колебания цепочки атомов двух сортов: акустические (а) и оптические (б) колебания.

Моделирование колебаний атомов цепочки

Один из методов изучения сложных физических процессов состоит в том, чтобы подобрать электрическую схему, которая описывалась бы такими же математическими уравнениями, как и изучаемый процесс. Рассмотрим электрическую цепь, называемую линией задержки (рисунок 7), состоящую из соединённых последовательно катушек индуктивности L и шунтирующих их конденсаторов C .

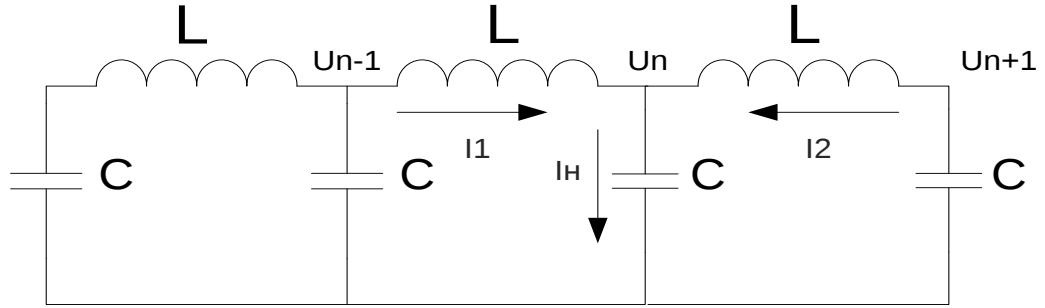


Рисунок 7 — Электрическая схема линии задержки

Обозначив через U_n напряжение на конденсаторе C с номером n , а через I_n - ток в этом конденсаторе, можем записать

$$I_n = I_1 + I_2 = C \frac{dU_n}{dt}$$

$$U_{n-1} - U_n = L \frac{dI_1}{dt}$$

$$U_{n+1} - U_n = L \frac{dI_2}{dt}$$

Дифференцируя по времени первое из этих уравнений и подставляя в него значения $\frac{dI_1}{dt}$ и $\frac{dI_2}{dt}$ из двух других, получим

$$C\ddot{U}_n = \frac{1}{L}(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) \quad (16)$$

Уравнения (16) полностью совпадают с (2), причём масса атома m моделируется ёмкостью конденсаторов, а упругая постоянная β — обратной величиной индуктивности катушек.

Таким же образом можно моделировать атомную цепочку, состоящую из атомов двух сортов, если чередовать в линии задержки конденсаторы C_1 и C_2 .

Реализовать нулевые граничные условия можно, закоротив линию задержки на концах. При этом в линии задержки возбуждаются только колебания с дискретным набором частот и волновых чисел, определяемых формулами (11), а так же (5) или (15) с заменой m на C и β на L^{-1} .

2.2 Измерительная установка и методика измерений

Измерительная установка схематически изображена на рисунке 8. Линия задержки 1 закорочена с одной стороны и нагружена на сопротивление $R = 0.5 \text{ Ом}$ с другой стороны.

Сопротивление R служит для возбуждения в линии колебаний с помощью генератора Г4-18А. Величина сопротивления мала, так что фактически граничные условия могут считаться нулевыми. При этом колебания имеют характер стоячих волн. Наличие колебаний в линии регистрируется вольтметром ВЗ-4, который может подключаться к каждому звену линии.

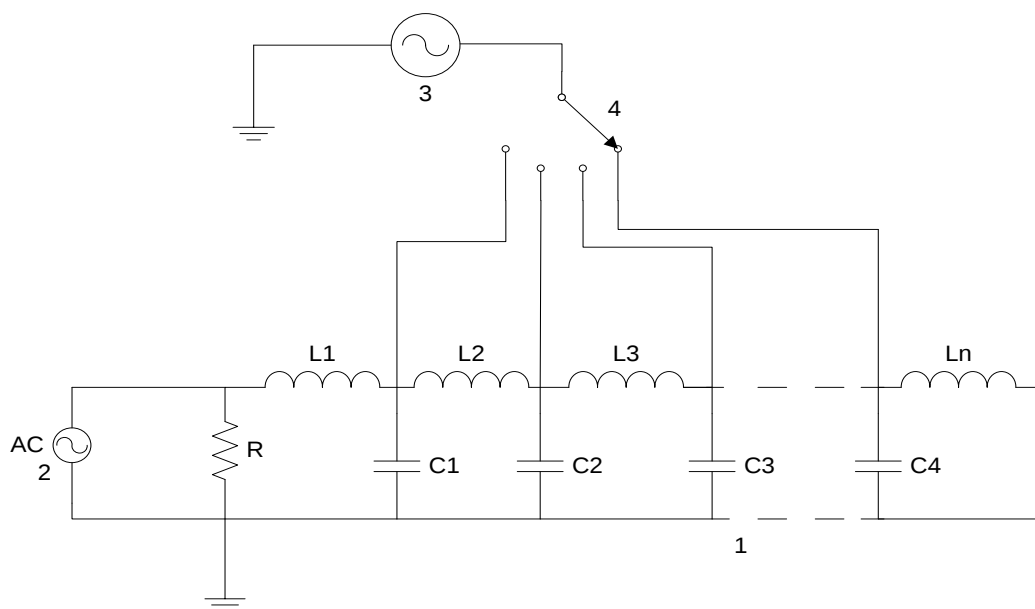


Рисунок 8 — Схема измерительной установки: 1— линия задержки; 2—генератор Г5-18А; 3 — осциллограф; 4 — переключатель.

В работе используются две линии задержки. Первая из них (ЛЗ-1) имеет одинаковые звенья: $L = 0.12 \text{ мГн}$; $C = 130 \text{ пФ}$; вторая (ЛЗ-2) имеет одинаковые индуктивности катушек $L = 0.12 \text{ мГн}$ и чередующиеся ёмкости конденсаторов $C1 = 130 \text{ пФ}$, $C2 = 490 \text{ пФ}$. В линии ЛЗ-2 можно наблюдать оптическую ветвь колебаний.

Для измерения дискретного частотного спектра колебаний следует плавно измерять частоту генератора Г5-18А, фиксируя с помощью осциллографа наличие колебаний.

Для измерения закона дисперсии на каждой частоте спектра определяется распределение амплитуды стоячей волны по длине линии, длина волны, а затем значение волнового числа.

2.2 Задание

Построить графики распределения напряжений вдоль звеньев линий задержки ЛЗ-1 и ЛЗ-2 при различных частотах. Дать физическую интерпретацию полученных результатов.

Контрольные вопросы

1. Пояснить понятие продольных и поперечных волн в твердых телах.
2. Что такое акустические и оптические колебания.
3. Обоснуйте принцип моделирования тепловых колебаний атомов решетки LC линией задержки.

3. Лабораторная работа № 4

«Определение времени жизни неосновных носителей заряда методом переходных характеристик»

Цель работы: Определение температурной зависимости времени жизни неосновных носителей заряда в базе диода.

3.1 Теоретические сведения

Рекомбинация носителей заряда в полупроводниках

Механизмы рекомбинации, приводящие к восстановлению нарушенного термодинамического равновесия, можно разделить на две основные категории:

- а) прямая (межзонная) рекомбинация;
- б) рекомбинация через центры захвата.

Прямая рекомбинация носителей происходит благодаря одноступенчатому переходу электронов из зоны проводимости в валентную зону.

Причем избыточная энергия, выделяющаяся при рекомбинации и равная ширине запрещенной зоны полупроводника ΔE_0 , затрачивается либо на образование лавины фононов, либо на испускание фотона; в соответствии с этим рекомбинация называется безизлучательной или излучательной. Энергия рекомбинирующей пары носителей может быть также передана третьему носителю заряда в результате процесса соударения или ударной рекомбинации.

Рекомбинация через центры захвата осуществляется в результате перехода электрона из зоны проводимости в валентную зону через локальные состояния, энергетические уровни которых лежат внутри запрещенной зоны.

Механизм поверхностной рекомбинации сходен с предыдущим, однако центры рекомбинации в этом случае локализованы вблизи поверхности полупроводника.

Относительная важность различных механизмов рекомбинации в значительной степени зависит от отношения ширины запрещенной зоны к тепловой энергии kT и от концентрации дефектов, создающих энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника. Прямая рекомбинация играет существенную роль лишь в полупроводниках с малой запрещенной зоной и при достаточно высоких температурах. В полупроводнике с широкой запрещенной зоной преобладающим механизмом электронно-дырочной аннигиляции является последовательный захват электрона и дырки ловушкой.

Когда в области собственной проводимости с увеличением температуры концентрация свободных носителей заряда становится очень высокой, время жизни определяется только параметрами рекомбинационных ловушек и не зависит от температуры. На рисунке 1 представлены графики зависимости концентрации свободных носителей заряда от температуры и зависимость времени жизни от температуры.

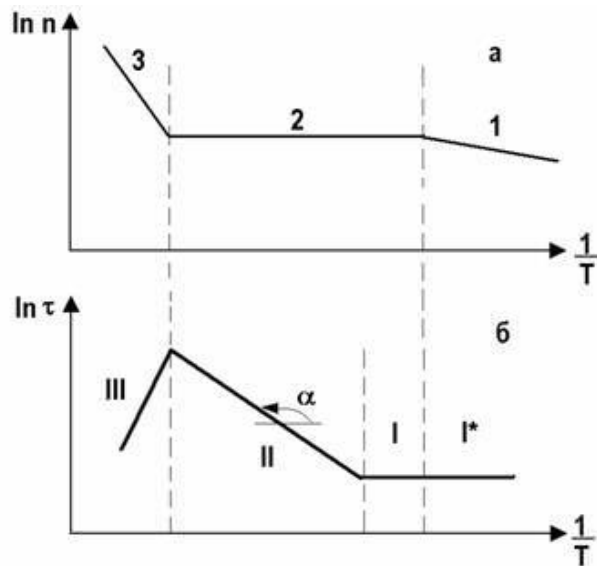


Рисунок 1 — Графики зависимости концентрации свободных носителей заряда и времени жизни от температуры

Зная концентрацию электронов при насыщении, можно оценить величину E_t по температуре перехода T_n от области 1 к области 2. При условии $T=T_n$, а $E=E_t$ находим:

$$n_0 = N_c \cdot e^{-(E_c - E_t)/kT_n}, \quad (1)$$

откуда

$$E_c - E_t = kT_n \cdot \ln \frac{N_c}{n_0}. \quad (2)$$

Экстраполируя прямую область 2 до пересечения с осью ординат, далее определяем значение $\ln(\tau_{po} N_c / n_0)$, а зная τ_{po} из участка 1, находим $\ln(N_c / n_0)$ и подставляем в формулу 2. Следовательно, по снятой экспериментальной зависимости $\ln \tau(1/T)$, можно рассчитать глубину залегания уровня рекомбинационных ловушек E_t .

Время жизни неосновных носителей заряда

Рассмотрим поведение полупроводника, в котором в результате воздействия каких либо внешних возбуждающих факторов возникли отклонения от равновесных концентраций носителей заряда.

Когда концентрация свободных электронов и дырок являются функциями пространственных координат и времени, скорости изменения концентрации могут быть выражены с помощью уравнения непрерывности,

Пусть в неравновесном состоянии концентрация электронов в зоне проводимости:

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (3)$$

где n_0 — равновесная концентрация электронов;

Δn — концентрация избыточных электронов.

Аналогично для дырок в валентной зоне:

$$p = p_0 + \Delta p. \quad (3a)$$

Будем считать, что полупроводник является однородным, и для него выполняется условие электронейтральности в любой момент времени в любой точке образца, т.е. $\Delta n = \Delta p$.

Если концентрация носителей заряда изменяется в результате процесса генерации, рекомбинации, а также диффузии и дрейфа, то для электронов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - R + G_E + \frac{1}{l} \operatorname{div} j_n, \quad (4)$$

где G — скорости генерации электронов и дырок в результате всех естественных процессов (тепловых, фоновое излучение), в общем случае:

R — скорости рекомбинации электронов и дырок, естественными процессами;

G_E — результирующие скорости генерации носителей, вызванные внешними воздействиями;

j_n, j_p — плотности электронного и дырочного токов.

Если диффузия и дрейф носителей отсутствуют, то после прекращения внешнего воздействия ($G = 0$ при $t \geq 0$) скорость изменения n можно выразить уравнением:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = G - R. \quad (5)$$

В состоянии равновесия $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$ и $n = n_0$, поэтому $G = \frac{n_0}{\tau_{n0}}$ где τ_{n0} есть значение τ_n , когда $n = n_0$.

Следовательно, уравнение (5) для электронов можно представить в виде:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{n_0}{\tau_{n0}} - \frac{n}{\tau_n}. \quad (6)$$

Аналогично для дырок:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{p_0}{\tau_{p0}} - \frac{p}{\tau_p}. \quad (7)$$

Переключение диода, из прямого направления, в обратное

Пусть диод включен в схему, показанную на рисунок 1. В зависимости от величины сопротивления R явления, протекающие в диоде различны.

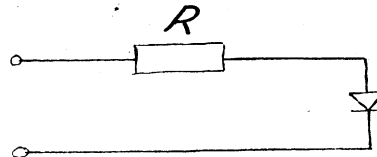


Рисунок 1 — Схема включения диода

Если сопротивление R мало, то при смене прямой полярности напряжения источника на обратную ток в цепи определяется током диода, так как большая

часть этого напряжения прикладывается к диоду. Если же сопротивление R велико, то ток через диод обусловлен этим сопротивлением, по крайней мере, до тех пор, пока концентрация неосновных носителей справа и слева от запирающего слоя остается повышенной. Рассмотрим эти два случая.

Анализ переходных процессов в диоде основан на следующих предположениях

- 1) запирающий слой имеет резкие границы;
- 2) проводимость одной области много больше проводимости другой;
- 3) емкость запирающего слоя не влияет на переходный процесс;
- 4) в полупроводнике сохраняется электронейтральность как во время переходных, так и во время стационарных процессов;
- 5) Уровень инжекции мал, т.е. концентрация неосновных носителей много меньше концентрации основных;
- 6) время жизни носителей постоянно и не зависит от уровня инжекции;
- 7) генерация и рекомбинация в запирающем слое отсутствуют;
- 8) рассматривается плоская модель p - n перехода и краевые эффекты не учитываются;
- 9) ширина базы W диода много больше диффузионной длины L .

Рассмотрим случай переключения диода из прямого направления в обратное, когда сопротивление R мало. Найдем ток в цепи (рисунок 1) при переключении напряжения E с прямого направления на обратное. Если электропроводность p -области больше электропроводности n -области, ток через переход будет в основном дырочным (рисунок 2).

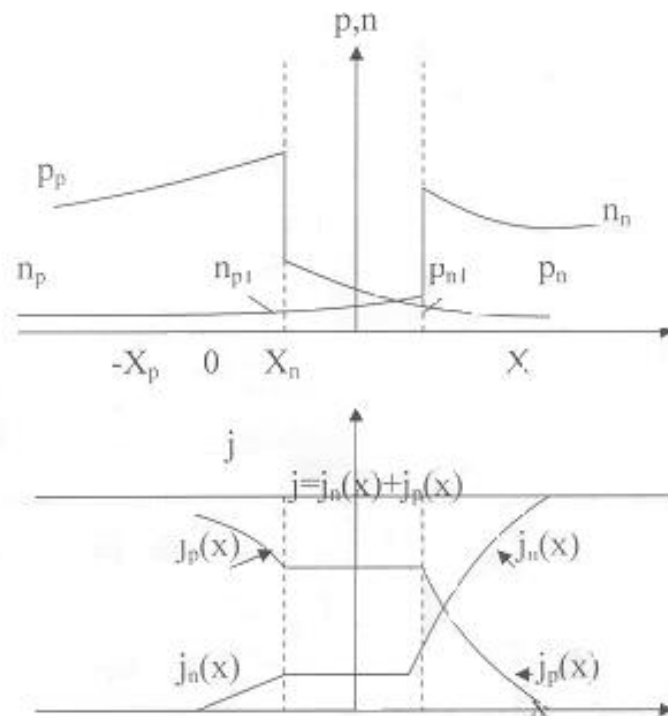


Рисунок 2 — Распределение концентрации носителей заряда в p - n переходе

Чтобы найти величину этого тока, необходимо определить поведение концентрации дырок справа или слева от запирающего слоя. Удобнее анализировать поведение концентрации дырок в n -области, поскольку они являются неосновными носителями. Ток дырок в n -области можно считать диффузионным, так как полагаем, что в полупроводнике сохраняется электрическая нейтральность, т.е. поле отсутствует. Тогда дырочный ток вблизи запирающего слоя и будет полным током через переход, поскольку генерацией и рекомбинацией в запирающем слое пренебрегаем. Поведение дырок в базе описывается уравнением диффузии:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = \frac{-p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \cdot \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (8)$$

Здесь и далее полагаем: $p_n = p_{n0}(x, t)$

p_{n0} — равновесная концентрация дырок;

D_p, τ_p — коэффициент диффузии и время жизни дырок.

Распределение дырок в базе при протекании прямого тока через p - n переход имеет вид:

$$p_n = (p_{n1} - p_{n0}) \cdot \exp\left(\frac{-x}{L_p}\right) + p_{n0} \quad (9)$$

где p_{n1} — концентрация дырок у перехода при прямом смещении.

Распределение дырок при обратном смещении, после окончания переходного процесса описывается уравнением:

$$p_n = p_{n0} \left(1 - \exp\left(\frac{-x}{L_p}\right) \right) \quad (10)$$

Реально величина выброса обратного тока ограничивается сопротивлением цепи и достигает конечного значения. Осциллограмма тока диода в случае малого сопротивления дана на рисунке 3б. Проанализируем качественно поведение концентрации дырок в базе диода. Как уже отмечалось, в момент подачи импульса обратного напряжения концентрации дырок на границе запирающего слоя становится равной нулю. В глубине базы концентрация остается повышенной. Поэтому вблизи запирающего слоя создается градиент концентрации дырок (смотри рисунок 4), определяющий обратный ток через переход.

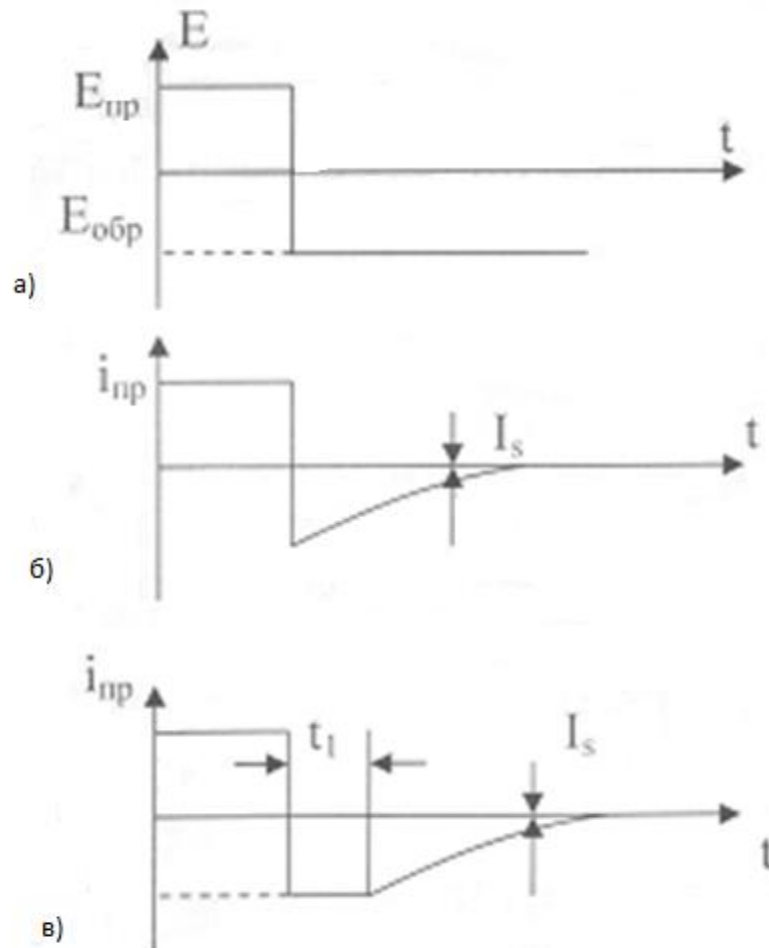


Рисунок 3 — а) диаграмма напряжения, подаваемого на диод; б) временная зависимость тока диода при малом сопротивлении R ; в) временная зависимость тока диода при большом сопротивлении R .

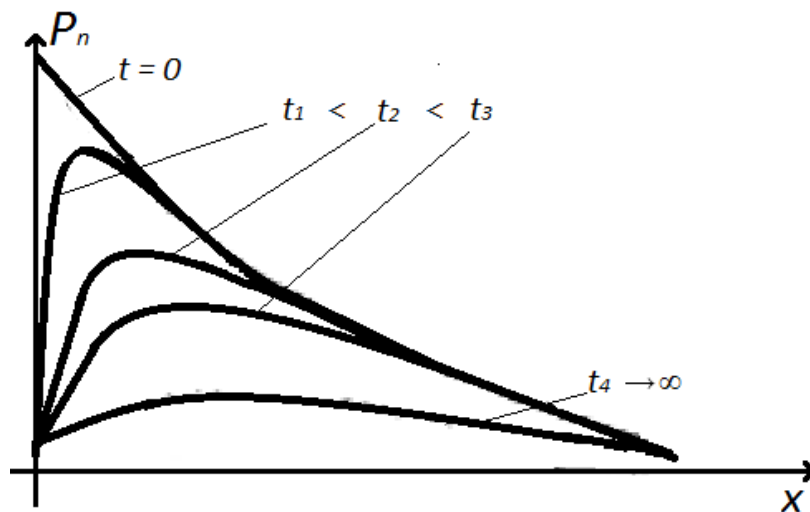


Рисунок 4 — Последовательное изменение концентрации дырок в базе диода при мгновенном изменении прямого смещения на обратное в случае малого внешнего сопротивления.

С течением времени уменьшается концентрация дырок, уменьшается градиент концентрации, а поэтому и ток через диод. Уменьшение концентрации дырок в n -области связано с уходом их в p -область и рекомбинацией. Нетрудно понять, почему в идеализированном случае, когда сопротивление внешней цепи равно нулю, величина выброса обратного тока стремится к бесконечности. Дело в том, что в момент подачи обратного напряжения концентрация дырок на самой границе запирающего слоя мгновенно становится равной нулю. В любом другом сечении базы в первое мгновение концентрация дырок остается неизменной, поэтому градиент концентрации дырок и дырочный ток через переход бесконечно велики. Реально электрическая цепь всегда имеет конечное активное сопротивление, которое ограничивается величиной выброса обратного тока. Кроме того, длительность фронта обратного импульса напряжения также конечна. Поэтому концентрации дырок запирающего слоя приходят к нулю за конечное время. При этом распределение дырок в глубине базы успевает измениться, и градиент концентрации дырок, а, следовательно, и обратный ток диода будут ограничены.

Рассмотрим случай переключения диода из прямого направления на обратное, когда сопротивление цепи R велико. При подаче импульса обратного напряжения в цепи, изображенной на рис.1, некоторое время будет протекать неизменный по величине ток $i_{обр}$. Амплитуда и длительность плоской вершины обратного тока (рисунок 3,в) определяются величиной Э.Д.С. и сопротивлением R . В любом сечении базы дырочный ток:

$$i_p = e_{\mu p} \cdot E \cdot p_n - eD_p \cdot \frac{\delta p_n}{\delta x} \quad (11)$$

При небольших уровнях инжекции дырочный ток можно считать диффузионным.

Тогда ток через переход и концентрация дырок вблизи запирающего слоя будут связаны уравнением:

$$i_p = i = eD_p \left(\frac{\delta p_n}{\delta x} \right) \quad (12)$$

Уравнение (12) позволяет сделать важный вывод. Поскольку ток через переход некоторое время остается, постоянна (рисунок 3а) градиент концентрации

дырок $\frac{\delta p}{\delta x}$ также будет оставаться постоянным в течении времени формирования плоской вершины обратного тока. Спад тока будет сопровождаться уменьшением градиента концентрации дырок. Последовательное изменение концентрации дырок в базе показано на рисунке 5.

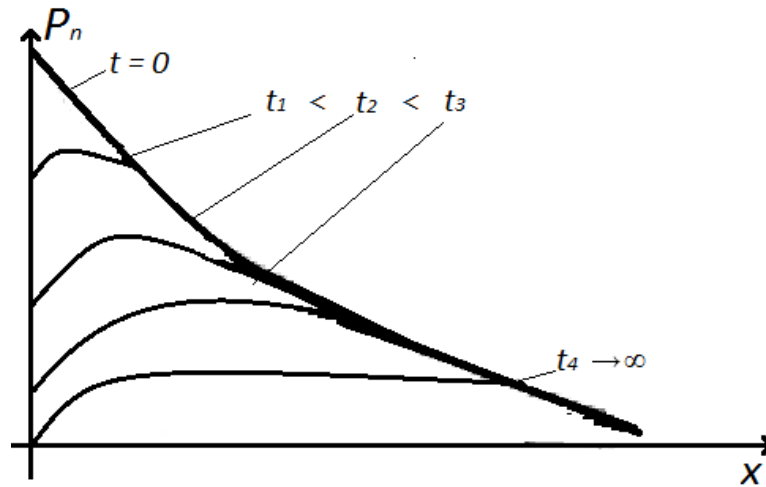


Рисунок 5 — Последовательное изменение концентрации дырок в базе диода при мгновенном изменении прямого напряжения на обратное в случае большого внешнего сопротивления.

Наклон касательных к кривым распределения концентрации в точке $x = 0$ остается постоянным до тех пор, пока концентрация дырок не достигает нулевого значения вблизи запирающего слоя. Дальнейшее уменьшение концентрации дырок в глубине базы ведет к уменьшению градиента концентрации, а, следовательно, и тока через диод.

Решение уравнения диффузии (8) с учетом условий (9), (10) и (12) позволяет найти длительность плоской вершины:

$$t_1 = 0,2 \cdot \frac{i_{\text{пр}}}{i_{\text{обр}}} \cdot \tau_p. \quad (13)$$

После окончания плоской вершины формируется спад обратного тока диода.

3.2 Описание измерительной установки.

Схема для исследования процессов переключения диода (случай, когда велико) из прямого направления в обратное приведена на рисунке 6.

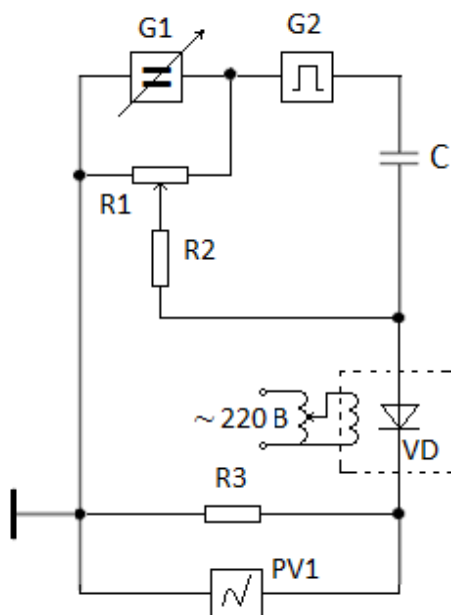


Рисунок 6 — Схема установки для определения температурной зависимости времени жизни неосновных носителей тока в базе диода.

Обратный ток задается обратным направлением, снимаемым с генератора типа Г5-15, контролируется осциллографом С1-5. Прямой ток через диод задается выпрямителем и потенциометром $R1$.

Величина прямого тока подбирается равной обратному и контролируется осциллографом. Импульс обратного напряжения подается на диод D от генератора через емкость C .

3.3 Порядок выполнения работы

1. Проверить и включить схему (частота генератора 10 кГц).
2. Установить прямой ток равный обратному. Снять осциллограммы обратного тока диода при температурах от 20° до 60°С через 5°С.
3. Измерить длительность плоской вершины и рассчитать время жизни неосновных носителей базы по формуле (16), считая $i_{пр} = i_{обр}$.
4. Построить зависимости $\tau_p = f(T)$, $\ln(\tau)(\frac{1}{T})$, определить положение рекомбинационного центра Et по методике, изложенной в разделе 3.1 (Рекомбинация носителей заряда в полупроводниках).

Контрольные вопросы

1. Какие носители заряда называются равновесными и неравновесными?
2. Назовите механизмы рекомбинации носителей заряда.
3. Перечислите основные предположения, на которых построен анализ

переходных процессов в базе диода.

4. Опишите физические процессы, происходящие в базе диода при переключении из прямого направления в обратное:

а) в случае малой величины R (см. рисунок 3б)

б) в случае большого сопротивления цепи R (см. рисунок 3в).

Примечание: При использовании импульсного генератора Г5-И5:

- 1) Частота следования 10 кГц (максимальная);
- 2) Длительность импульса 10 мкс (максимальная);
- 3) Импульс отрицательный;
- 4) Величина амплитуды 1-3 вольта (выход 1 : 10).

4. Лабораторная работа №5

«Определение диффузионной длины и времени жизни неравновесных носителей тока в полупроводниках методом подвижного светового зонда»

Цель работы: Определение диффузионной длины и времени жизни неравновесных носителей тока в германии методом подвижного светового зонда.

4.1 Теоретическое введение

Диффузия и дрейф электронов и дырок

В полупроводниках одновременно с процессом теплового возбуждения электронов, приводящим к переходу электронов в зону проводимости, наблюдается процесс рекомбинации – возвращение их в валентную зону. Равновесное состояние при данной температуре осуществляется в том случае, когда равны скорости генерации и рекомбинации носителей.

Следовательно, каждой температуре в данном полупроводнике соответствует определенная равновесная концентрация электронов и дырок.

Под действием света или другого излучения, а также при инжекции носителей на выпрямляющем контакте в объеме полупроводника повышаются концентрации электронов и дырок по сравнению с их равновесными значениями. Возникшие, так называемые, неравновесные (избыточные) носители оказываются неравномерно распределенными в объеме полупроводника, что вызывает их диффузию, из-за градиента концентрации.

При наложении внешнего электрического поля носители участвуют кроме того в направлении движения, которое называют дрейфовым движением.

При конструировании и изготовлении полупроводниковых приборов большое значение имеют такие параметры неравновесных носителей заряда как диффузионная длина L и время жизни τ . Так, триоды, изготовленные из материала с большой диффузионной длины, обладают большим коэффициентом усиления по току. Величина диффузионной длины зависит как от совершенства кристалла, так и от конструкции прибора и характера обработки поверхности полупроводника. Одним из методов определения диффузионной длины неосновных неравновесных носителей тока и времени жизни является фотоэлектрический, который и применяется в данной работе.

Метод заключается в освещении образца полупроводника на различном расстоянии от коллектора. Коллектор собирает генерированные светом неравновесные носители тока. Значение диффузионной длины и времени жизни определяется по зависимости сигнала на коллекторе от

расстояния его до светового зонда.

Различают два случая диффузии и дрейфа неравновесных носителей: монополярный, когда избыточные носители того же знака, что и равновесные, и биполярный, когда неравновесные и равновесные носители противоположного знака (например, инжекция дырок в полупроводник *p*-типа).

В первом случае диффузия неравновесных носителей в темновую область приводит к нарушению нейтральности и появлению объемного заряда и поля. Это поле направлено так, что препятствует диффузии и дальнейшему увеличению отклонения от нейтральности. В результате нейтральности нарушается лишь в небольшой области, определяемой длиной экранирования – l_D , на эту же небольшую область распространяется и диффузия (для *Ge* и *Si* радиус экранирования $10^{-4} - 10^{-6}$ см). Причем l_D тем больше, чем меньше электропроводность образца.

Во втором случае, то есть при наличии носителей тока двух знаков, диффузия носителей одного знака приводит из-за «стремления» к нейтральности к движению носителей противоположного знака в том же направлении, чтобы скомпенсировать возникающий объемный заряд. Так, например, если в некоторой области полупроводника с электронной проводимостью вводятся каким-либо способом дырки (которые в этом случае оказываются неосновными носителями), то возникающее отклонение от нейтральности в этой области ликвидируется за счет «втягивания» в эту область основных носителей, то есть электронов.

При достаточно большой концентрации основных носителей их перераспределение и восстановление нейтральности будут происходить очень легко и за малое время. При этом диффузия неосновных носителей практически не затрудняет этим перераспределение и происходит как диффузия незаряженных частиц.

При приложении тянущего поля неосновные носители ведут себя своеобразно; они дрейфуют в поле как заряженные частицы, однако не создают объемного заряда в тех областях, где они появляются из-за быстрого перераспределения основных носителей.

Если инжекция осуществляется светом, то при поглощении излучения генерируются пара электрон-дырка. При отсутствии прилипания зарядов того или иного знака на примесных уровнях концентрации избыточных электронов и дырок равны, так что достаточно говорить вообще о концентрации неравновесных носителей тока либо электронов, либо дырок. При наложении тянущего поля дрейф тех или других носителей будет определяться знаком запирающего напряжения на коллекторе. Так как в каждом участке образца должно обеспечиваться условие нейтральности, то есть заряд неосновных носителей всегда компенсируется соответствующим перераспределением основных носителей, то это значит, что всюду, где существуют неравновесные неосновные носители, имеется равная им концентрация неравновесных основных носителей.

Распределение концентрации неравновесных носителей в отсутствие

поля и при наличии поля представлено на рисунках 1 и 2.

Рассмотрим количественно вопрос о диффузии и дрейфе неосновных носителей тока.

При теоретических расчетах предполагается:

а) время нахождения носителей заряда на ловушке до рекомбинации (или ионизации) значительно меньше среднего времени жизни, так что прилипанием можно пренебречь, то есть рассматривают постоянную (стационарную) инжекцию;

б) поверхностная рекомбинация ничтожно мала, так что измеренное время жизни определяется рекомбинацией в объеме полупроводника, а инжектированные носители перемещаются в отсутствие поля в радиальных направлениях (рис.3); Для этой цели поверхность образца подвергается тщательным механическим и химическим обработкам;

в) освещенная площадь и коллектор достаточно удалены от боковых границ образца, поэтому отражение носителей заряда от границ не искажает результатов измерений. Это условие практически удовлетворяется, если расстояние от ближайшей границы образца до светового зонда и до коллектора на менее чем в 1,5 раза превышает диффузионную длину неосновных носителей;

г) Световой зонд в виде полосы или точки с резко очерченными краями должен иметь очень малые размеры. Если коллектор слишком близок к световому зонду, то допущения относительно малой ширины освещаемого участка будут не справедливы. Для правильности измерений необходимо, чтобы минимальное значение расстояния между коллектором и световым пятном не менее чем в пять раз превышает ширину светового зонда;

д) электрическое поле мало настолько, что можно считать инжектированные носители движущимися лишь под действием диффузии. Экспериментально установлено, что тянущее поле не искажает результатов измерений, если ток в цепи коллектора не превышает 2,5 мА.

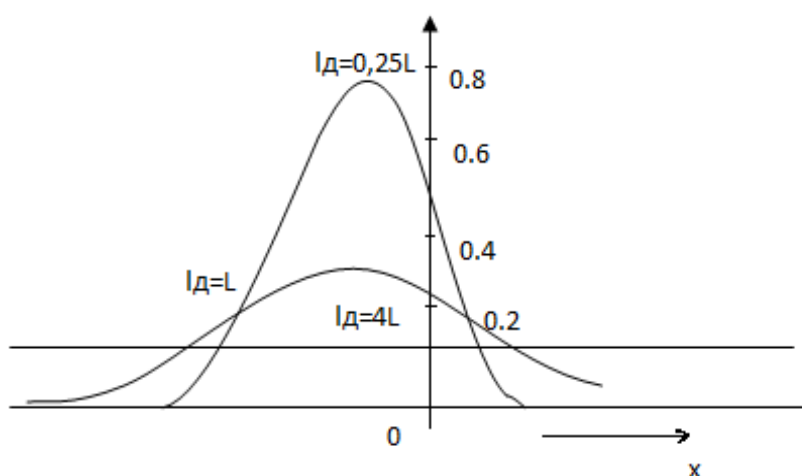


Рисунок 1 — Распределение концентрации носителей заряда в отсутствие поля

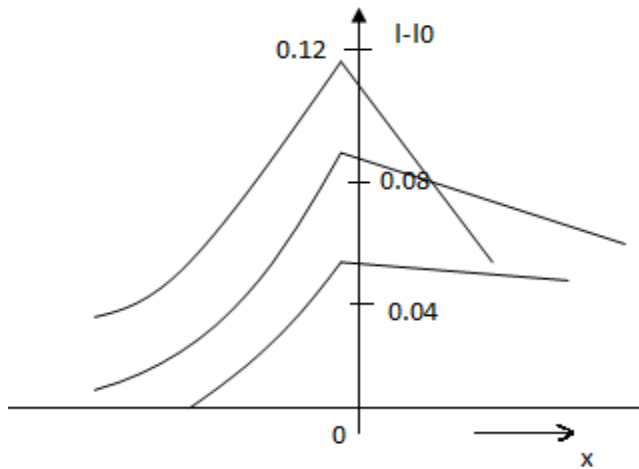


Рисунок 2 — Распределение концентрации носителей заряда при наличии поля

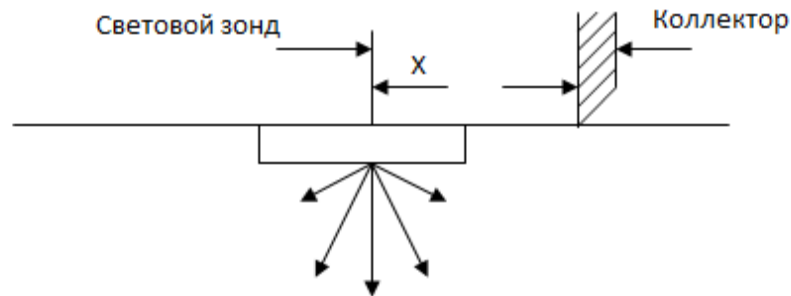


Рисунок 3 — Схема движения носителей заряда в полупроводнике

Пусть образец, на которое наложено небольшое тянущее поле, под действием освещения возникают избыточные носители. Движение этих носителей (либо электронов, либо дырок) в некотором элементе объема определяется соответствующими уравнениями непрерывности:

$$\frac{dn}{dt} = (G - R) + \frac{1}{q} \cdot \nabla \cdot \overline{j_n}, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dt} = (G - R) - \frac{1}{q} \cdot \nabla \cdot \overline{j_p}$$

где G – темп генерации носителей в единице объема (под действием света, рентгеновских лучей, тепловой ионизации и т. д.);

R – темп рекомбинации неравновесных носителей в единице объема;

$1/q \cdot \nabla \cdot \overline{j_n}$; $1/q \cdot \nabla \cdot \overline{j_p}$ – представляют соответственно поток электронов и дырок через поверхности, ограничивающие рассматриваемый элемент объемом.

Так как нас будет интересовать распределение избыточных носителей в

темновой области, то полагаем $G = 0$. Концентрации носителей тока n_0 и p_0 стремятся к равновесным значениям n_p и p_n . Если избыточные носители $n_0 - n_p$ и $p_0 - p_n$ характеризуются объемными значениями времени жизни τ_n и τ_p соответственно, то скорость рекомбинации введенных электронов в материале p -типа равна

$$\frac{n_0 - n_p}{\tau_n},$$

а скорость рекомбинации дырок, инжектированных в полупроводник n -типа равна

$$\frac{p_0 - p_n}{\tau_p}.$$

Так как неравновесные носители движутся под действием тянущего поля E и вследствие диффузии (диффузионный поток пропорционален градиенту концентрации носителей), то суммарный ток будет равен

$$\vec{j}_n = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E} + q \cdot D_n \cdot \Delta n \quad (2)$$

$$\vec{j}_p = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{E} + q \cdot D_p \cdot \Delta p$$

Знак «минус» перед вторым членом в последнем выражении стоит потому, что в отсутствии электрического поля результирующая диффузия дырок происходит в направлении, противоположном направлению возрастания дырок. Так как заряд электронов отрицателен, соответственно перед вторым членом в выражении для $\vec{j}_n$ стоит «плюс».

Если образец имеет форму нити, поперечное сечение которой меньше его длины, то можно рассматривать одномерный случай, и если учесть, кроме того, что процесс стационарный, то уравнение (1) с учетом (2) запишутся:

$$D_n \cdot \frac{d^2 n}{dx^2} + \mu_n \cdot E \cdot \frac{dn}{dx} - \frac{n}{\tau_n} = 0,$$

$$D_p \cdot \frac{d^2 p}{dx^2} + \mu_p \cdot E \cdot \frac{dp}{dx} - \frac{p}{\tau_p} = 0$$

где $n = n_p - n_0$, $p = p_n - p_0$.

Рассмотрим германий n -типа проводимости. В этом случае неосновными неравновесными носителями тока будут дырки, тогда

уравнение непрерывности согласно (3) запишется:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{\mu_p \cdot E}{D_p} \cdot \frac{dp}{dx} - \frac{p}{D_p \cdot \tau_p} = 0. \quad (3)$$

Если ввести обозначения

$$Lp = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}, S = \frac{\mu_p \cdot E}{D_p}, \quad (4)$$

то данное уравнение запишется как

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - S \cdot \frac{dp}{dx} - \frac{p}{(Lp)^2} = 0. \quad (5)$$

Получим линейное уравнение 2-го порядка, общее решение которого имеет вид:

$$p = C_1 \cdot e^{\alpha_1 \cdot x} + C_2 \cdot e^{\alpha_2 \cdot x}, \quad (6)$$

где C_1 и C_2 – постоянные, а α_1 и α_2 – корни характеристического уравнения

Значит

$$\alpha^2 - S\alpha - \frac{1}{(Lp)} = 0.$$

Так как при $\alpha > 0$ значение $p \rightarrow \infty$ с ростом x , то положительное значение имеет физического смысла..

Поэтому $C_1 = 0$, и в выражении (6) будет только 2-ой затухающий член. Решение уравнения (5) примет вид:

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{x}{L}}, \quad (7)$$

где

$$L = \frac{-1}{\alpha_2} = \frac{1}{\frac{-S}{2} + \sqrt{\frac{S^2}{4} + \frac{1}{(Lp)^2}}} \quad (8)$$

Таким образом, на основании (7) следует, что концентрации неосновных неравновесных носителей заряда убывает с увеличением расстояния по экспоненциальному закону. Величину L принято называть

«длиной затягивания» носителей. Она определяет расстояние, на котором концентрация неравновесных носителей заряда падает в e раз.

Рассмотрим предельный случай решения уравнения (7). Допустим, что внешнее электрическое поле в полупроводнике отсутствует, то есть $E=0$. В этом случае, согласно (4) $S=0$, тогда $L = L_p$. Величина L_p представляет собой так называемую «диффузионную» длину носителей заряда.

Это такое расстояние, на котором концентрации неравновесных носителей заряда, распространяющихся только вследствие диффузии в отсутствие внешнего электрического поля, уменьшается в e раз в результате рекомбинации.

При малых электрических полях в объеме полупроводника, как указывалось выше, можно принять, что $L = L_p$. Из рассмотренного виден путь определения диффузионной длины носителей тока L_p и их времени жизни. Для определения необходимо исследовать зависимость p от расстояния вдоль полупроводника. По значению L_p , зная коэффициент диффузии D , по формуле (4) можно найти значение времени жизни носителей заряда τ .

Один из методов определения концентрации неравновесных носителей заряда основан на измерении тока коллектора. В случае точечных контактов ток коллектора, на который подается напряжение в запирающем направлении, пропорционален концентрации неравновесных неосновных носителей заряда в месте расположения контакта.

1. Описание установки и методика измерений

В работе используется установка для измерений диффузионной длины типа ЖК78.05

Схема установки приведена на рис. 4. Образец закрепляется в манипуляторе, представляющем собой столик с кристаллодержателем, перемещающийся в двух горизонтальных направлениях. Продольное перемещение образца осуществляется двигателем. Одним оборотом двигателя соответствует 0,1 мм (одной четверти оборота вала манипулятора). Кдвигающемуся образцу прижимается неподвижный вольфрамовый зонд, служащий коллектором.

Поверхность образца освещается узким пучком света, идущим от лампочки через фокусирующую оптическую систему. Такая система освещения позволяет с известным приближением свести задачу к одномерной, рассмотренной выше. Чтобы отделить ту часть коллекторного тока, которая вызвана неравновесными носителями, от постоянной составляющей, применяется импульсное освещение. Свет прерывается вращающимся диском с отверстиями. Частота прерывания света выбрана такой, чтобы за время, когда образец затемнен, неосновные носители тока полностью рекомбинировали.

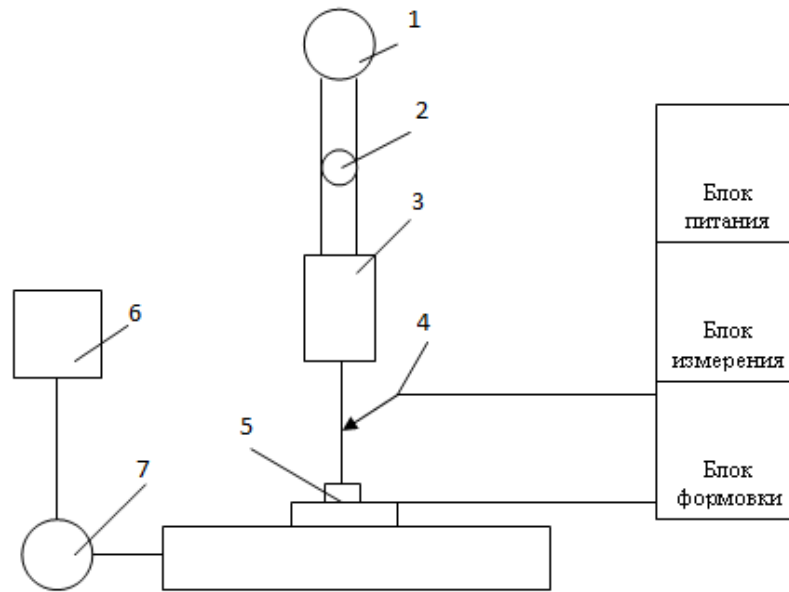


Рисунок 4 — Схема установки: 1. Двигатель прерывания луча. 2. Регулировка яркости. 3. Фокусировка. 4. Зонд. 5. Кристалл. 6. Блок питания двигателя. 7. Двигатель.

Эти требования удовлетворяются при длительности освещения и затемнения, превышающей время жизни неравновесных носителей в образце (частота прерывания в установке около 300 Гц). Так как коллекторный ток прямо пропорционален концентрации дырок вблизи коллектора, то можно считать, что падение напряжения на нагрузочном сопротивлении R_n будет пропорционально концентрации дырок, то есть $U \sim p$ (для образца n -типа) или

$$\ln U = \ln p = \text{const} - \frac{x}{Lp} \quad (9)$$

Таким образом, измеряя величину U при различных расстояниях коллектора от светового зонда, можно исследовать характер зависимости концентрации дырок вдоль полупроводника и определить диффузионную длину. Для этого строится график зависимости $\ln U$ от расстояния между коллектором и световым зондом. Тогда, как видно из (9), котангенс угла наклона этой прямой даст величину Lp . Напряжение U измеряется вольтметром М-94.

4.3 Порядок выполнения работы

1. Изучить описание установки. Подать напряжение на коллектор (тумблер 1).
2. Сфокусировать световое пятно на поверхность образца.
3. Подобрать максимальную яркость светового пятна с помощью горизонтального микрометрического винта.
4. Провести формовку контакта пропусканием тока через вольфрамовый зонд.
5. Уменьшая яркость светового пятна, установить отклонение стрелки на вольтметре М-94 на 9 делений.
6. Рукоятку ЛАТРА установить на 20 В.
7. Включая двигатель и выключая после одного оборота его вала по показаниям вольтметра М-94 произвести измерения величины сигнала в зависимости от расстояния X между световым пятном и коллектором. Показания снимают через 0,10 мм.

Измерения провести не менее трех раз и полученные результаты занести в таблицу:

Номер измерения	X	U_1	U_2	U_3	U_{cp}	$\ln U$
-----------------	-----	-------	-------	-------	----------	---------

8. По средним значениям U построить график зависимости $\ln U(x)$. Определить диффузионную длину L_p и время жизни носителей заряда τ .

Контрольные вопросы

1. Какой физический смысл имеют параметры «диффузионная длина» и «время жизни неосновных носителей»?
2. Опишите процесс диффузии – дрейфа неравновесных носителей при освещении:
 - а) монополярный;
 - б) биполярный.
3. Перечислите основные допущения, принимаемые при теоретических расчетах параметров процессов дрейфа и диффузии неосновных носителей тока.
4. Опишите методику измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда.

Библиографический список

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников.- С-Пб; Лань, 2010 г. - 420с.
2. Павлов Л.П.- Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. - М: Высшая школа, 1975. - 340с.
3. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. - М; Наука,. 1978. - 792с.