

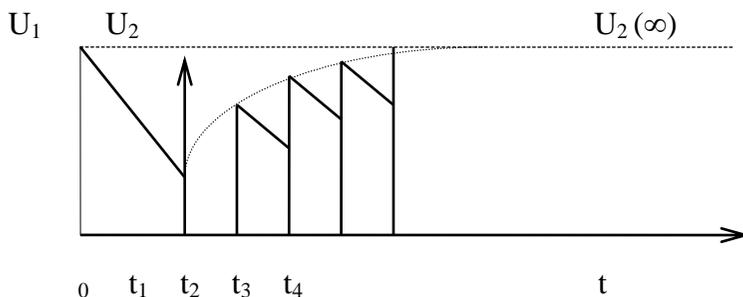
ФГБОУ ВПО "Воронежский государственный технический университет"

Кафедра физики твердого тела

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к лабораторным работам № 1-4

по курсу «Физика конденсированного состояния»
для студентов направления 28.03.01 «Нанотехнологии
и микросистемная техника» (профиль «Компоненты
микро- и наносистемной техники»)
очной формы обучения



Воронеж 2015

Составители: д-р физ.-мат. наук О.В. Стогней,
канд. физ.-мат. наук Л.И. Янченко

УДК 538.9

Методические указания к лабораторным работам № 1-4 по курсу «Физика конденсированного состояния» для студентов направления 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника» (профиль «Компоненты микро- и наносистемной техники») очной формы обучения / ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет»; сост. О.В. Стогней, Л.И. Янченко. Воронеж, 2015. 45 с.

В работе приводятся краткие теоретические сведения, схемы, лабораторные задания и контрольные вопросы.

Издание соответствует требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования по направлению 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника», дисциплине «Физика конденсированного состояния».

Предназначены для студентов второго курса.

Методические указания подготовлены в электронном виде в текстовом редакторе MS Word 2007 и содержатся в файле Мет.лаб.р.б. ФКС.doc.

Табл. 5. Ил. 11. Библиогр.: 6 назв.

Рецензент канд. физ.-мат. наук, доц. В.А. Юрьев

Ответственный за выпуск зав. кафедрой д-р физ.-мат. наук, проф. Ю.Е. Калинин

Издается по решению редакционно-издательского совета Воронежского государственного технического университета

© ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет», 2015

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНИЗАЦИИ (АКТИВАЦИИ)

Цель работы:

- а) изучение влияния температуры на электрическое сопротивление полупроводника;
- б) исследование температурной зависимости электрического сопротивления полупроводникового образца (кремния) в интервале температур 80 - 800 К;
- в) экспериментальное определение энергии ионизации и ширины запрещенной зоны полупроводника (кремния) по температурной зависимости электрического сопротивления.

Используемое оборудование и материалы: латунный стакан с образцом кремния, легированного фосфором; сосуд для жидкого азота; термопара хромель-алюмель; цифровые вольтметры В7 - 23 и ВК 2 - 20; источник напряжения ИСП 3×20 / 0.5; электрическая печь сопротивления; соединительные провода и кабели.

Теоретическая часть

Удельная электропроводность твердых тел определяется концентрацией и подвижностью присутствующих в них свободных носителей заряда.

Полупроводником называют вещество, которое по своей электрической проводимости является промежуточным между проводником и диэлектриком и отличается от проводника сильной зависимостью удельной электрической проводимости от температуры и концентрации примесей.

Полупроводник, не содержащий доноров и акцепторов, называется собственным.

Полупроводник, содержащий донорные и (или) акцепторные примеси, называется примесным. Примесный полупроводник, в котором концентрация ионизованных доноров и акцепторов равна друг другу, называется скомпенсированным.

В полупроводниках при 0 К и в отсутствие других внешних воздействий электроны и дырки проводимости отсутствуют. При повышении температуры полупроводника (или любом другом способе возбуждения) начинаются переходы электронов с донорных уровней в зону проводимости, из валентной зоны на акцепторные уровни или из валентной зоны в зону проводимости. При этом возникают электроны проводимости и дырки проводимости, а при приложении внешнего напряжения к полупроводнику в цепи появляется ток.

Электропроводность полупроводника, обусловленная ионизацией атомов донорной и (или) акцепторной примесей (при любом способе возбуждения), называется примесной электропроводностью, а свободные носители заряда, которые образуются благодаря переходу электронов с донорных уровней в зону проводимости или из валентной зоны на акцепторные уровни, называются примесными носителями.

Свободные носители заряда, которые образуются благодаря переходу электронов из валентной зоны в зону проводимости полупроводника, называются собственными носителями.

Удельная электропроводность собственного полупроводника (собственная электропроводность) складывается из электронной и дырочной проводимости и вычисляется по формуле

$$\sigma_i = en_i(\mu_n + \mu_p), \quad (1)$$

где n_i - концентрация свободных электронов, равная в собственном полупроводнике концентрации свободных ды-

рок; μ_n , μ_p - соответственно подвижности электронов и дырок (т.е. средняя скорость их перемещения вдоль электрического поля при напряженности $E = 1 \text{ В/м}$).

В полупроводниках с донорной примесью в области низких температур, когда средняя энергия тепловых колебаний кристаллической решетки $kT \ll \Delta E$, переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости можно пренебречь и считать, что все электроны проводимости появляются в результате ионизации донорной примеси. В этом случае концентрация свободных электронов преобладает над концентрацией свободных дырок ($n \gg p$), а электропроводность такого полупроводника обусловлена в основном перемещением электронов проводимости - электронная проводимость n-типа. При низких температурах ($kT \ll \Delta E$) для удельной электропроводности полупроводника с донорной примесью можно записать выражение

$$\sigma_n = en\mu_n, \quad (2)$$

В полупроводниках с акцепторной примесью в области низких температур ($kT \ll \Delta E$) преобладает концентрация свободных дырок над концентрацией свободных электронов ($p \gg n$), а электропроводность их в основном обусловлена перемещением дырок проводимости - дырочная электропроводность p - типа. При низких температурах для удельной электропроводности полупроводника с акцепторной примесью можно записать выражение

$$\sigma_p = ep\mu_p. \quad (3)$$

Если в примесный полупроводник, обладающий электронной электропроводностью, ввести акцепторные примеси, то они будут захватывать электроны, уменьшая тем самым концентрацию примесных носителей заряда. То же самое

происходит и при введении донорных примесей в примесный полупроводник с дырочной электропроводностью.

Электроны и дырки проводимости могут быть основными или неосновными носителями заряда. Подвижные носители заряда, концентрация которых в данном полупроводнике преобладает: электроны в полупроводнике n-типа и дырки в полупроводнике p - типа, называются основными носителями заряда.

Подвижные носители заряда, концентрация которых в данном полупроводнике меньше, чем концентрация основных носителей заряда (электроны в полупроводнике p - типа и дырки в полупроводнике n - типа), называются неосновными носителями заряда.

В собственном или примесном полупроводнике при данной температуре существует определенная концентрация подвижных носителей заряда в условиях термодинамического равновесия (равновесная концентрация), т.е. в результате действия двух конкурирующих между собой процессов: генерации и рекомбинации подвижных носителей заряда.

Как видно из формул (1) - (3), электропроводность полупроводников зависит от концентрации носителей заряда (n, p) и их подвижности (μ_n , μ_p). Собственная концентрация носителей заряда ($n = p = n_i$) изменяется с температурой по закону

$$n_i = \sqrt{np} = (N_v \times N_c)^{1/2} \exp(-\Delta E / 2kT) = C \exp(-\Delta E / 2kT), \quad (4)$$

где $(N_v \cdot N_c)^{1/2} = C$ - величина, слабо зависящая от температуры; N_c , N_v - эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно; ΔE - ширина запрещенной зоны; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура.

Для многих полупроводников с повышением температуры ширина запрещенной зоны уменьшается по линейному закону

$$\Delta E = \Delta E_0 - \alpha T, \quad (5)$$

где ΔE_0 - ширина запрещенной зоны при абсолютном нуле ($T = 0 \text{ K}$); α - постоянный коэффициент.

Существуют две физические причины, объясняющие температурную зависимость ширины запрещенной зоны. Первая из них заключается в том, что с изменением температуры изменяется амплитуда колебания атомов решетки, вследствие чего с увеличением температуры ширина запрещенной зоны уменьшается. Вторая причина, тесно связанная с первой, заключается в том, что изменение температуры приводит к изменению объема полупроводника, т.е. к изменению межатомных расстояний. Это обстоятельство вызывает у одного типа полупроводника с увеличением температуры сужение запрещенной зоны, у другого - расширение. В результате одновременного действия этих конкурирующих друг с другом физических факторов окончательный эффект зависит от того, какой из них оказывается преобладающим.

Если учесть температурную зависимость ширины запрещенной зоны полупроводника, то для n_i получим

$$n_i = S \exp(\alpha/2kT) \exp(-\Delta E_0/2kT) = C^* \exp(-\Delta E_0/2kT), \quad (6)$$

Подвижности свободных носителей заряда вследствие рассеяния на тепловых колебаниях структурных элементов кристаллической решетки, с увеличением температуры уменьшаются при повышенных температурах по закону

$$\mu \sim T^{-3/2}. \quad (7)$$

При низких же температурах в основном сказывается рассеяние на ионах примеси, вследствие чего подвижность носителей в примесных полупроводниках увеличивается по закону

$$\mu \sim T^{3/2}. \quad (8)$$

Учитывая зависимость концентрации и подвижности носителей заряда от температуры (6) и (7), удельную электропроводность собственного полупроводника можно записать в виде

$$\sigma = C_1 T^{-3/2} \exp(-\Delta E_g / 2kT) \quad (9)$$

Множитель $C_1 T^{-3/2}$ незначительно меняется с температурой, тогда как множитель $\exp(\Delta E_g / 2kT)$ сильно зависит от температуры, если $\Delta E > kT$. Следовательно для не слишком высоких температур можно считать, что $C_1 T^{-3/2} = \sigma_{oi}$ и выражение для удельной электропроводности собственного проводника заменить более простым

$$\sigma_i = \sigma_{oi} \exp(-\Delta E_g / 2kT). \quad (10)$$

В примесном полупроводнике при достаточно высоких температурах проводимость полупроводника является собственной, а при низких температурах примесной. Поскольку концентрация свободных электронов в донорном полупроводнике в зависимости от температуры изменяется по закону

$$n = (N_c \times N_d)^{1/2} \exp(-\Delta E_g / 2kT) \quad (11)$$

и с учетом (8), удельную электропроводность донорного полупроводника в области низких температур можно записать:

$$\sigma_n = C_d T^{3/2} \exp(-\Delta E_d / 2kT) = \sigma_{on} \exp(-\Delta E_d / 2kT) , \quad (12)$$

где N_g - число уровней (атомов) донорной примеси в единице объема; ΔE_g - энергия ионизации донора.

Для удельной электропроводности в области низких температур примесной проводимости аналогично можно записать:

а) для акцепторного полупроводника

$$\sigma_p = \sigma_{op} \exp(-\Delta E_a / 2kT); \quad (13)$$

б) для примесного полупроводника с акцепторной и донорной примесями

$$\sigma = \sigma_o \exp(-\Delta E_{np} / kT); \quad (14)$$

где ΔE_a - энергия ионизации акцептора; ΔE_{np} - энергия активации примесного полупроводника.

В области истощения примеси концентрация основных носителей остается постоянной и проводимость меняется вследствие изменения подвижности с температурой. Если основным механизмом рассеяния носителей в области истощения является рассеяние на тепловых колебаниях решетки, то проводимость уменьшается с ростом температуры. Если же основным механизмом рассеяния является рассеяние на ионизированных примесях, то проводимость будет увеличиваться с ростом температуры.

Практически при исследовании температурной зависимости проводимости полупроводников часто пользуются не проводимостью, а просто сопротивлением полупроводника. Для тех областей температур, когда формулы (10), (12), (13), и (14) справедливы, можно записать для сопротивления полупроводников следующее выражение:

для собственного полупроводника

$$R_i = R_{io} \exp(\Delta E_g / 2kT), \quad (15)$$

для полупроводника n-типа

$$R_n = R_{on} \exp(\Delta E_d / 2kT), \quad (16)$$

для полупроводника p-типа

$$R_p = R_{op} \exp(\Delta E_a / 2kT), \quad (17)$$

для примесного полупроводника с акцепторными и донорными примесями

$$R = R_o \exp(\Delta E_{np} / kT). \quad (18)$$

Измерив температурный ход сопротивления полупроводника в определенном интервале температур, можно из выражения (15) определить ширину запрещенной зоны ΔE_o , из формул (16) и (17) - энергию ионизации донорной ΔE_g и акцепторной ΔE_a примеси, из уравнения (18) - энергию активации полупроводника ΔE_{np} .

Зависимость сопротивления полупроводников от температуры значительно резче, чем у металлов: температурный коэффициент сопротивления у них в десятки раз выше, чем у металлов, и имеет отрицательный знак. Теплоэлектрический полупроводниковый прибор, использующий зависимость электрического сопротивления полупроводника от температуры, предназначенный для регистрации изменения температуры окружающей среды, называется термистором, или терморезистором. Он представляет собой объемное нелинейное полупроводниковое сопротивление с большим отрицательным температурным коэффициентом сопротивления. Материалами для изготовления терморезисторов служат смеси

окислов различных металлов: меди, марганца, цинка, кобальта, титана, никеля и др.

Методика измерения

Принципиальная схема установки для измерения электросопротивления при низких температурах приведена на рис. 1.

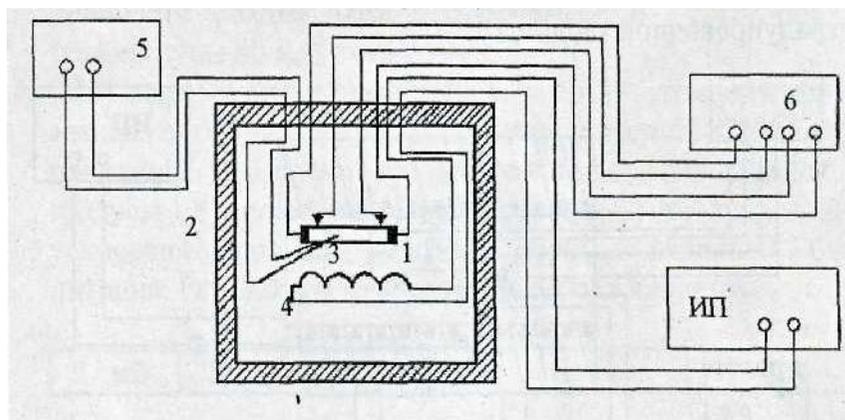


Рис. 1. Схема установки для измерения примесного электрического сопротивления полупроводника: 1 – образец; 2 – латунный стакан; 3 – термопара; 4 – константановый нагреватель; 5 – цифровой вольтметр для измерения температуры; 6 – цифровой вольтметр для измерения электросопротивления; ИП - источник питания

Образец полупроводника 1, легированный примесью, помещен в массивный стакан 2, изготовленный из латуни, который располагается в сосуде для жидкого азота. Температура измеряется с помощью термопары хромель-алюмель и цифрового вольтметра. Для нагрева образца служит константановый нагреватель, который подключается к источнику питания

ИП. Сопротивление образца измеряется с помощью цифрового вольтметра.

Принципиальная схема установки для измерения электросопротивления при высоких температурах приведена на рис.2. Образец полупроводника 1 помещен внутри электрической печи сопротивления 2, которая питается от источника питания ИП. Температура измеряется с помощью термопары хромель-алюмель и цифрового вольтметра, термо-э.д.с. переводится в градусы температуры с помощью градуировочной таблицы. Сопротивление образца измеряется с помощью цифрового вольтметра В7-23.

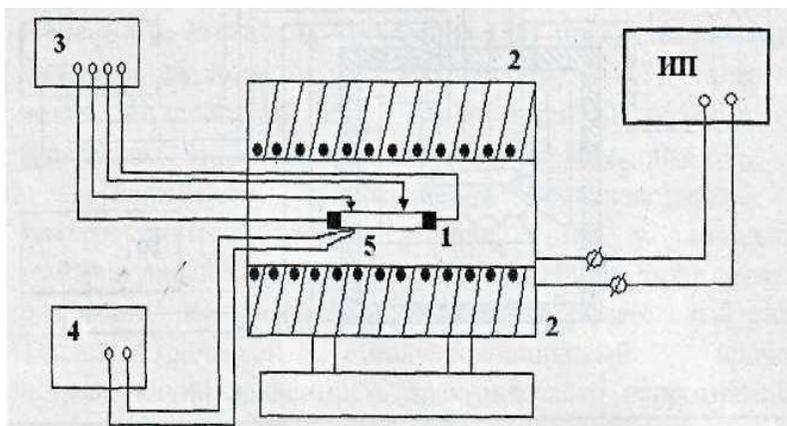


Рис. 2. Схема установки для измерения собственного электрического сопротивления полупроводника: 1 - образец; 2 - электрическая печь; 3 - цифровой вольтметр для измерения электрического сопротивления; 4 - цифровой вольтметр для измерения температуры; 5 - термопара; ИП - источник питания

Порядок выполнения работы

1. Изучить работу всех используемых в работе приборов по техническому описанию.

2. Собрать схему (рис. 1) для низкотемпературного измерения электросопротивления.

3. После проверки схемы преподавателем, включить цифровые вольтметры для измерения температуры и сопротивления.

4. Измерив электрическое сопротивление полупроводникового образца при комнатной температуре, осторожно поместить в сосуд с жидким азотом блок с образцом и охладить его до температуры 80 К.

5. По мере отогрева образца измерить температурную зависимость электрического сопротивления. При этом показания термопары в милливольтках переводятся в градусы с помощью градуировочной таблицы. Для ускорения процесса отогрева образца включить блок питания. Результаты измерений занести в таблицу.

U, мВ	T, К	$1000 / T, \text{K}^{-1}$	R, Ом	lnR

6. Собрать схему для высокотемпературных измерений электросопротивления (рис. 2).

7. После проверки схемы преподавателем включить измерительные приборы, источник питания ИП и по мере нагрева образца измерить температурную зависимость электрического сопротивления до 900 К. Результаты измерений занести в таблицу.

8. Построить графики зависимостей $\ln R = f(10^3 / T)$ для низкотемпературных и высокотемпературных измерений.

9. Определить энергию ионизации и ширину запрещенной зоны по тангенсу угла наклона прямолинейных участков графиков.

Контрольные вопросы

1. Назовите причины температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводника.
2. Объясните температурную зависимость подвижности носителей заряда в полупроводниках.
3. Чем объясняется различный ход температурной зависимости сопротивления у металлов и полупроводников.
4. Как изменяется концентрация носителей заряда с температурой в полупроводниках.
5. Почему термический коэффициент сопротивления для полупроводников дается в справочниках для определенного температурного интервала?
6. Нарисуйте температурную зависимость электросопротивления примесного полупроводника в широком интервале температур.
7. Почему подвижность дырок меньше, чем подвижность электронов?
8. Какие полупроводники отличаются наибольшей подвижностью электронов?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах / Ф. Блатт. М.: Мир, 1971. С. 270 - 308.
2. Горелик С.С. Материаловедение полупроводников и металловедение / С.С. Горелик, М.Я. Дашевский. М.: Металлургия, 1973. С. 312 - 325.
3. Смит Р. Полупроводники / Р. Смит. М.: Мир, 1982. С. 122 -130; 171 -173; 268 - 298.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭДС ХОЛЛА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Цель работы:

- а) изучить методику измерения коэффициента Холла;
- б) научиться измерять температурную зависимость коэффициента Холла и электрического сопротивления;
- в) освоить методику расчета коэффициента Холла, подвижности носителей заряда, энергии ионизации основной примеси.

Используемое оборудование и материалы: лабораторный стенд СФЛ - 5, вольтметр ВК2 - 20, образцы полупроводниковых материалов, соединительные провода и кабели.

Теория метода

1. Связь между коэффициентом Холла и концентрацией носителей заряда

Наиболее распространенным методом определения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниках является метод, основанный на использовании эффекта Холла. Суть его рассмотрим на конкретном примере. Пусть через прямоугольную пластину полупроводника *n*-типа толщиной *d* и шириной *h* протекает ток *I* в направлении *X* (рисунок).

Если теперь в направлении *Z* параллельно ребру *d* включить магнитное поле напряженности *H*, то на электроны будет действовать сила Лоренца *F*.

$$F = eV_d B, \quad (1)$$

где V_d - дрейфовая скорость движения электронов (направленная в сторону X). Эта сила отклоняет электроны в направлении Y к верхней грани образца, в результате на его нижней грани образуется нескомпенсированный положительный заряд примесных атомов. Эти заряды накапливаются до тех пор, пока созданное ими электрическое поле E не компенсирует отклоняющее действие магнитного поля:

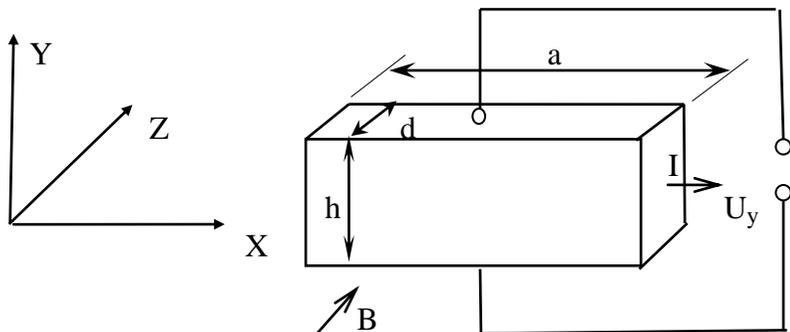


Схема измерения эффекта Холла

$$eE = eV_d B, \quad (2)$$

где магнитная индукция $B = \mu\mu_0 H$, $\mu = 1$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Соответствующая “холловская” разность потенциалов $U_x = Eh$. Вместо скорости носителей заряда удобно измерить силу тока

$$I = e \cdot n \cdot V_d \cdot h \cdot d, \quad (3)$$

отсюда

$$U_x = \frac{1}{en} \cdot \frac{IB}{d}, \quad (4)$$

где $1/en = R$ - так называемый коэффициент Холла. Из этого уравнения видно, что

$$R = \frac{U_x \cdot d}{IB}, \quad (5)$$

и, следовательно, коэффициент Холла можно определить, измерив четыре величины, входящие в правую часть равенства.

Так как знак U_x различен для электронов и дырок при одинаковых направлениях тока и магнитного поля, то коэффициент Холла также имеет различный знак в электронном и дырочном полупроводнике. В соответствии с принятыми на рис. 1 направлениями осей и векторов \vec{I} и \vec{H} коэффициент Холла в полупроводнике n-типа отрицателен, т.е.

$$R_n = -\frac{1}{en}, \quad (6)$$

а в полупроводнике p-типа положителен, т.е.

$$R_p = \frac{1}{ep}, \quad (7)$$

При сравнимых по величине концентрациях электронов и дырок в образце коэффициент Холла определяется более сложным соотношением их концентраций и подвижностей

$$R_{np} = \frac{1}{e} \cdot \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}, \quad (8)$$

где n , p - концентрация электронов и дырок соответственно; μ_n , μ_p - подвижности электронов и дырок соответственно; e - заряд электрона.

Отсюда видно, что знак коэффициента Холла в собственной области определяется соотношением величин подвижностей электронов и дырок. В большинстве полупроводников подвижность электронов больше подвижности дырок, следовательно, знак R_i соответствует знаку R_n (R_i - коэффициент Холла в области собственной электропроводности).

Для определения n_i из R_i необходимо знать подвижности носителей заряда обоих знаков. Что касается температурной зависимости R_i , то на нее кроме $n_i(T)$ влияет еще член $V(T) = [1 - b(T)] / (1 + b(T))$, где $b(T) = \mu_n(T) / \mu_p(T)$. Если показатели степенной зависимости $\mu(T) \sim T^\alpha$ близки для электронов и дырок, то $V(T)$ есть слабая функция температуры и тогда $R_i(T) \sim 1/n_i(T)$, т.е.

$$R_i(T) \sim T^{-\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (9)$$

где T - абсолютная температура; ΔE - ширина запрещенной зоны; k - постоянная Больцмана.

Для определения типа основной примеси в полупроводнике (донорная или акцепторная) кроме абсолютного значения R можно также использовать тот факт, что в полупроводнике p - типа при повышении температуры и переходе из области примесной в область собственной проводимости коэффициент Холла меняет знак.

Поэтому по экспериментальной кривой $R(T)$ в соответствующем интервале температур можно определить тип примесной проводимости полупроводника и без установления абсолютного значения R .

Зависимость $R(T)$ в примесной области непосредственно воспроизводит зависимость $1/n$ со всеми выводами относительно возможностей определения соответствующих величин.

2. Удельное сопротивление и его температурная зависимость. Подвижность носителей заряда

Для удобства сочетания графиков измеряемых величин в соответствии с $R \sim n^{-1}$ экспериментально обычно определяется не электропроводность, а обратная ей величина - удельное сопротивление $\rho \approx \sigma^{-1}$. Для образца с размерами, указанными на рис. 1, оно определяется соотношением

$$\rho = \frac{U_p}{I} \cdot \frac{S}{\ell}, \quad (10)$$

где ℓ - длина участка, на котором измеряется омическое падение напряжения U_p ; $S = h \cdot d$. Температурная зависимость ρ определяется совокупностью зависимостей $n(T)$ и $\mu(T)$. При этом в области собственной проводимости

$$\rho_i(T) = T^{-\frac{3}{2}} [\mu_n(T) + \mu_p(T)]^{-1} \exp(\Delta E / 2kT), \quad (11)$$

С учетом предположений, аналогичных сделанным в связи с обсуждением зависимости $R_i(T)$,

$$\rho_i(T) \sim \exp(\Delta E / 2kT), \quad (12)$$

видно, что зависимость $\rho(T)$ также может быть использована для определения ΔE .

В области примесной проводимости зависимость $\rho(T)$ в совокупности с аналогичной зависимостью $R(T)$ используется для нахождения $\mu(T)$. Для областей с явно выраженной примесной проводимостью (соответственно n - или p - типа)

$$\mu_n = R_n / \rho_n, \quad \mu_p = R_p / \rho_p. \quad (13)$$

Кроме того, если в каком-то интервале температур в области примесной проводимости известны значения R_i и ρ_i , то можно определить подвижность неосновных носителей заряда. В образце n - типа

$$\left| \frac{R_n}{\rho_n} \right|_T - \left| \frac{R_i}{\rho_i} \right|_T = \mu_p(T). \quad (14)$$

В образце p - типа

$$\left| \frac{R_p}{\rho_p} \right|_T - \left| \frac{R_i}{\rho_i} \right|_T = \mu_n(T). \quad (15)$$

В собственной области ни одна из подвижностей непосредственно не может быть определена.

Методика измерения

Стенд СФП-5 состоит из блока управления, блока магнита, источника модулированного света, блока питания, манипулятора, образцедержателя и образцов полупроводниковых материалов.

Блок управления обеспечивает задание измерительных режимов и коммутацию измерительных цепей.

Блок магнита служит для создания постоянного поля с напряженностью до 6 кЭ.

Образцедержатель представляет собой универсальный датчик Холла с возможностью измерения удельного сопротивления, ЭДС Холла и температуры на концах образца. Образцедержатель имеет два миниатюрных электрических нагревателя, один из которых создает равномерный нагрев образца, а другой служит для образования термо - э.д.с.

Порядок выполнения работы

1. Изучить по техническому описанию устройство и принцип работы лабораторного стенда СФЛ - 5 и цифрового вольтметра для исследования эффекта Холла.

2. Измерение ЭДС Холла.

2.1. Подготовить табл. 1 для записи экспериментальных данных.

Таблица 1

$I_{\text{маг}}, \text{А}$ (Н, Э)		0	0,2 (2290)	0,4 (4050)	0,6 (4980)	0,8 (5510)
1	$I_{\text{обр}} = 0,4 \text{ мА}$	$U_{\text{х}+}$				
		$U_{\text{х}-}$				
2	$I_{\text{обр}} = 0,8 \text{ мА}$	$U_{\text{х}+}$				
		$U_{\text{х}-}$				
3	$I_{\text{обр}} = 0,8 \text{ мА}$	$U_{\text{х}+}$				
		$U_{\text{х}-}$				

2.2. Образцедержатель поместить между полюсными наконечниками электромагнита. К клеммам “-” и “U” панели блока управления подключить вольтметр ВК2 - 20. Через образец пропустить ток, для этого переключатель П1 установить в положение “1”, П2 - “Выкл”, П3 - “ $U_{\text{хол}}$ ”, ручками “Ток образца” установить значения тока указанные в табл. 1. Ток через образец контролируется миллиамперметром на панели блока управления. Измерить паразитную ЭДС между Холловскими зондами при различной полярности тока, при этом $I_{\text{маг}} = 0$.

2.3. Включить электромагнит, напряженность магнитного поля которого регулируется ручкой потенциометра "Ток магнита", и установить значения $I_{\text{маг}}$ в соответствии с таблицей 1. Ток обмотки электромагнита контролируется амперметром на панели блока управления. Измерить значения ЭДС Холла при различных значениях тока магнита ($I_{\text{маг}}$), полярности и величин тока образца ($I_{\text{обр}}$), а также при различных направлениях магнитного поля. Для изменения направления магнитного поля образцедержатель надо повернуть на 180° .

ВНИМАНИЕ! Во избежание перегрева электрических обмоток время включения электромагнита не должно превышать 10 минут.

2.4. Построить графики зависимостей $U_x(I_{\text{маг}})$. При построении графиков учитывать паразитную ЭДС (U_0). ЭДС Холла рассчитать по формуле $U_x = U_x^* - U_0$, где U_x^* - измеренное значение ЭДС Холла; U_0 - измеренное значение U_x^* при $I_{\text{маг}} = 0$.

Из графиков $U_x(I_{\text{маг}})$ по наклону прямой определить коэффициент Холла, и рассчитать значения концентрации носителей.

3. Измерение температурной зависимости ЭДС Холла и удельного сопротивления.

3.1. Подготовить табл. 2 для записи экспериментальных данных.

Таблица 2

T, мВ	U_0 , мВ ($I_{\text{маг}} = 0$)	U_x , мВ	V1.2, В

3.2. Переключатель П1 в положении "1", П2 - "Выкл", ПЗ - "Т2", тумблер "Нагрев образца" из нейтрального положения установить в нижнее. Потенциометром "Температура

образца” регулируется ток обмотки электронагревателя. Температуру фиксировать цифровым вольтметром ВК2 - 20 при положении переключателя ПЗ-”Т2” (при помощи переводной таблицы из термо-ЭДС термопар в температуру). В положении V1.2 переключателя ПЗ вольтметр фиксирует падение напряжения между зондами 1 и 2 образца.

При фиксированной температуре снять значения напряжения V1.2 и ЭДС Холла, в отсутствии магнитного поля U_{x0} и в магнитном поле U_x . Полученные значения занести в табл. 2.

Составить производную табл. 3 значений, необходимых для построения графиков.

Таблица 3

№ изм.	T, К	$10^3/T$	$\ln R$	$\ln \rho$	$\ln \mu$	$\ln T$

Построить графики зависимостей $\ln R = f(10^3/T)$ и $\ln \rho = f(10^3/T)$.

По наклону прямолинейного участка кривой $\ln \rho = f(10^3/T)$ определить ширину запрещенной зоны и оценить абсолютную и относительную погрешности.

По данным кривых $\ln R$ и $\ln \rho$ построить зависимость $\ln \mu = f(\ln T)$. Относительные масштабы по осям $\ln \mu$ и $\ln T$ взять одинаковыми. На получаемой кривой $\ln \mu = f(\ln T)$ отметить участок зависимости типа $\mu \sim T^{-\xi}$ и определить ξ .

Контрольные вопросы

1. В чем состоит эффект Холла ?
2. Объяснить знак коэффициента Холла в полупроводнике n- и p-типа.

3. Объяснить, при каких условиях и в каких полупроводниковых материалах ЭДС Холла может обращаться в нуль.

4. Изобразите (качественно) температурные зависимости коэффициента Холла для полупроводников с электропроводностью р- и n-типа и объясните, почему они отличаются.

5. Объяснить, как определить концентрацию доноров и акцепторов в компенсированном полупроводнике по измерениям эффекта Холла.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах / Ф. Блатт. М.: Мир, 1971. С. 270 - 308.

2. Горелик С.С. Материаловедение полупроводников и металловедение / С.С. Горелик, М.Я. Дашевский. М.: Металлургия, 1973. С. 312 - 325.

3. Смит Р. Полупроводники / Р. Смит.- М.: Мир, 1982. С. 122 -130; 171 -173; 268 - 298.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Цель работы:

а) освоить методику измерения времени жизни методом модуляции проводимости точечным контактом;

б) освоить методику измерения времени жизни неосновных носителей заряда методом затухания фотопроводимости;

в) измерить время жизни некоторых полупроводников.

Используемое оборудование и материалы: осциллограф С1 - 70, генераторы импульсов Г5 - 54, Г5 - 48 и Г5 - 6А, магазин сопротивлений Р33, держатель образцов с точечным

зондом, источник питания Б5 - 13, блок с сопротивлением нагрузки и полупроводниковым образцом, образцы полупроводниковых материалов, соединительные провода и кабели.

Теоретическая часть

1. Метод модуляции проводимости образца

Измерение времени жизни неосновных носителей заряда методом модуляции проводимости образца при введении в него неравновесных носителей заряда заключается в следующем. Через точечный контакт на полупроводниковом образце пропускается в прямом направлении прямоугольный импульс тока. С помощью этого импульса в объеме образца инжектируются избыточные носители заряда. Спустя некоторое время t_3 (время задержки) после окончания инжектирующего импульса, в течение которого происходит рекомбинация и диффузия инжектированных носителей, через образец пропускается второй, измерительный импульс тока. Падение напряжения на образце наблюдается с помощью осциллографа.

На рис. 1 показаны инжектирующий и измерительный импульсы тока, проходящего через образец (а), и соответствующие им импульсы напряжения (б). Уменьшение сопротивления образца, происходящее во время инъекции носителей, приводит к уменьшению падения напряжения на образце, т.к. ток через образец остается постоянным. Поэтому импульс напряжения не повторяет форму импульса тока, а имеет спад, обусловленный возрастанием концентрации носителей. По окончании первого, инжектирующего, импульса тока процесс инъекции носителей в образец прекращается и концентрация неравновесных носителей заряда уменьшается за счет процесса рекомбинации. Этому соответствует увеличение сопротивления образца и возвращение его к исходной величине. Закон изменения сопротивления образца во времени можно экспериментально определить, если измерять падения напряжения на образце от второго, измерительного импульса тока в зави-

симости от времени задержки. На рис. 2 показана амплитуда напряжения измерительного импульса U_2 в зависимости от времени задержки; задние фронты импульсов на рисунке не показаны. Предполагается, что инжектирующий и измерительный импульсы тока равны по величине. Огибающая этих импульсов представляет собой закон восстановления сопротивления образца во времени.

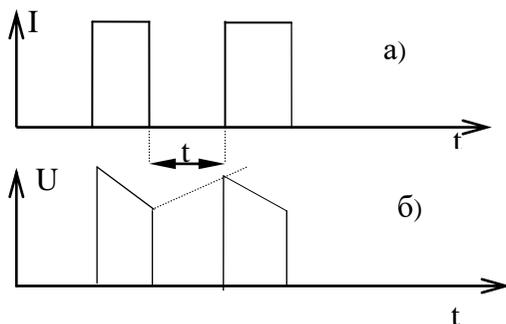


Рис. 1. Инжектирующий и измерительный импульсы тока (а) и соответствующие им импульсы напряжения (б)

Найдем закон изменения напряжения на образце во времени на основе модели точечного контакта, показанного на рис. 3. Будем считать, что металлический зонд имеет с поверхностью полубесконечного образца полусферический контакт диаметром $2a$. В этом случае при протекании через контакт тока I распределение инжектированных носителей и потенциала U в образце будет сферически симметричным и может быть вычислено.

Падение напряжения dU в полусферическом слое толщиной $d\ell$ и радиусом ℓ

$$dU = I \cdot dR = I \frac{\rho d\ell}{2\pi\ell^2}, \quad (1)$$

где dR - сопротивление слоя толщиной $d\ell$; ρ - удельное сопротивление образца, являющееся функцией расстояния ℓ и времени t .

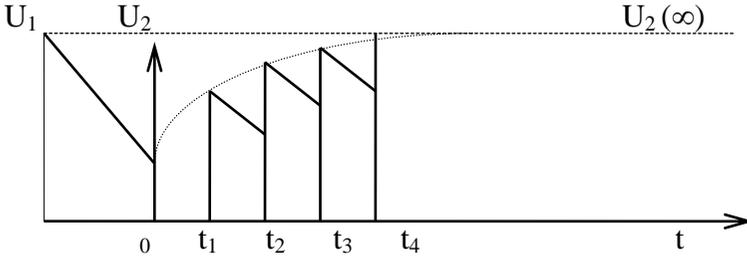


Рис. 2. Зависимость амплитуды напряжения измерительного импульса (U_2) от времени задержки

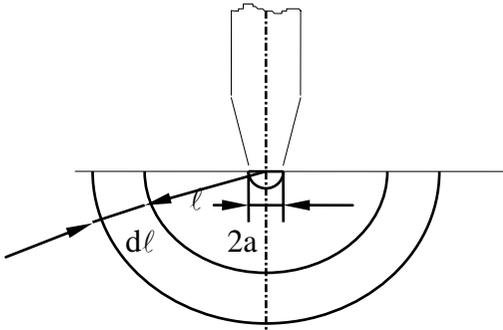


Рис. 3. Модель точечного зонда

Для вычисления полного падения напряжения на образце необходимо провести интегрирование по всему образцу от a до бесконечности:

$$U_2(t) = \int_a^{\infty} I \frac{\rho(\ell, t)}{2\pi \ell^2} d\ell. \quad (2)$$

Возьмем для определенности электронный полупроводник. Его удельное сопротивление при наличии неравновесных носителей $\Delta n = \Delta p$ в произвольный момент времени t

$$\rho(\ell, t) = \sigma^{-1} = [\sigma_0 + \Delta\sigma]^{-1} = \sigma_0^{-1} \left[1 + \frac{\Delta p(\ell, t)(1+b)}{p_0 + bn_0} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где σ - электропроводность; b - отношение подвижности электронов μ_n к подвижности дырок μ_p ; $b = \mu_n / \mu_p$.

Если концентрация неравновесных носителей мала по сравнению с равновесной концентрацией основных носителей, т.е. $\Delta p \ll p_0$, то раскладывая в ряд

$$\left[1 + \frac{\Delta p(\ell, t)(1+b)}{p_0 + bn_0} \right]^{-1} \text{ по малой величине } \frac{\Delta p(\ell, t)(1+b)}{p_0 + bn_0} \ll 1$$

и ограничиваясь двумя первыми членами разложения, получим

$$\rho(\ell, t) = \sigma_0^{-1} \left[1 - \frac{\Delta p(\ell, t)(1+b)}{p_0 + bn_0} \right]. \quad (4)$$

Пренебрегая процессом диффузии, найдем из уравнения непрерывности зависимость концентрации носителей от времени в любой точке образца

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p(\ell, t)}{\tau_p}; \quad \Delta p(\ell, t) = \Delta p(\ell) \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (5)$$

Теперь, подставляя (5) и (4) в (2), можно определить напряжение на образце $U_2(t)$. Однако при измерениях удобно производить отсчет не напряжения $U_2(t)$, а разницы между напряжениями на образце при очень большом времени за-

держки, когда образец уже успевает вернуться в равновесное состояние, и напряжением $U_2(t)$.

Таким образом,

$$U_2(\infty) - U_2(t) = \frac{I\rho_0}{2\pi} \int_a^\infty \exp(-2) d\ell - \frac{I\rho_0}{2\pi} \int_a^\infty \exp(-2) \left[1 + \frac{(1+b)\Delta p(\ell)}{p_0 + bn_0} \right] \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) d\ell = \left[\frac{I\rho_0}{2\pi} \int_a^\infty \frac{1+b}{p_0 + bn_0} \Delta p(\ell) d\ell \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (6)$$

Здесь выражение, стоящее в скобках, является постоянной величиной, не зависящей от времени задержки, и, следовательно,

$$U_2(\infty) - U_2(t) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (7)$$

Из этого соотношения видно, что время жизни τ_p неосновных носителей заряда легко определяется из наклона прямой линии в координатах $\ln[U_2(\infty) - U_2(t)] = f(t)$.

В условиях реального эксперимента изменение концентрации неосновных носителей в промежутке между импульсами обусловлено не только рекомбинацией в объеме, но, кроме того, рекомбинацией на поверхности образца и на контакте, а также диффузией носителей заряда. Учет этих явлений в значительной степени усложняет теорию. Поэтому при проведении измерений нужно стремиться создать условия, уменьшающие влияние диффузии и поверхностной рекомбинации на результаты измерения. Для этого используется малый уровень инжекции, производится химическое травление образца и освещение поверхности.

2. Метод затухания фотопроводимости

В основе метода затухания фотопроводимости лежит закон затухания во времени неравновесной проводимости, вызванной возбуждением светом.

В некоторый момент времени полупроводниковая пластина, через которую пропускают небольшой электрический ток, освещается коротким импульсом света. После прекращения светового импульса возбужденные светом избыточные носители заряда рекомбинируют в объеме и на поверхности образца. Изменение падения напряжения на образце отражает закономерности процесса рекомбинации и диффузии избыточных носителей заряда и дает возможность определить ряд параметров полупроводникового материала.

Если фотопроводимость невелика, то изменение напряжения на образце пропорционально общему количеству избыточных носителей заряда, и поэтому зависимость напряжения на образце от времени после прекращения импульса света описывается тем же законом, которому подчиняется уменьшение количества избыточных носителей заряда. Анализируя форму осциллограммы напряжения на образце, можно установить закон изменения концентрации носителей заряда во времени.

Рассмотрим случай, когда полупроводник освещается прямоугольным световым импульсом, как это показано на рис.4а.

При включении света стационарное состояние фотопроводимости достигается не мгновенно, а лишь через некоторое время после начала освещения (рис.4б). При включении света неравновесная проводимость исчезнет также через некоторое время после прекращения освещения (рис.4б). Кривые нарастания и спада неравновесной проводимости называются кривыми релаксации фотопроводимости.

Изменение концентрации неравновесных носителей заряда в единицу времени ($d\Delta n / dt$) есть разность между скоростями генерации и рекомбинации носителей

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta\alpha J - r, \quad (8)$$

где J - интенсивность монохроматического освещения слоя толщиной dx ; α - коэффициент поглощения вещества; β - коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом квантового выхода; $r = \left(\frac{dn}{dt}\right)_r$, т.е. данный член учитывает уменьшение концентрации избыточных носителей заряда в результате процесса рекомбинации.

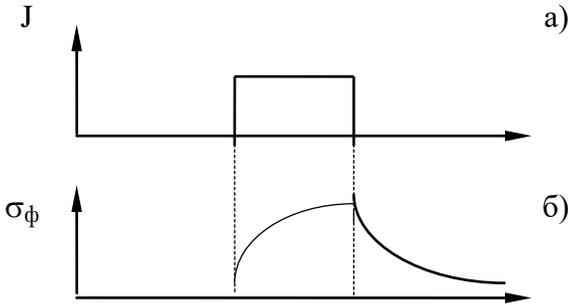


Рис. 4. Релаксация фотопроводимости (б) при возбуждении ее импульсом света прямоугольной формы (а)

Если время жизни неравновесных носителей (одинаковое для электронов и дырок) τ не зависит от их концентрации, интенсивность рекомбинации можно считать пропорциональной концентрации неравновесных носителей:

$$r = \left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma(np - n_0p_0) = \gamma(n_0 + p_0 + \Delta n)\Delta n. \quad (9)$$

Данное условие реализуется, когда концентрация неравновесных носителей Δn , Δp мала по сравнению с концентрацией равновесных носителей заряда (например, $\Delta n = \Delta p \ll p_0$), т.к. при этом изменением концентрации основных носителей под действием освещения можно пренебречь и считать ее постоянной. Этот случай имеет место, например, в примесном полупроводнике при генерации фотоносителей в области фундаментального поглощения при такой температуре, когда примесь ионизована.

Таким образом, при малом уровне освещения, когда $\Delta n \ll n_0 + p_0$, в равенстве (9) можно пренебречь величиной Δn , стоящей в скобках. Если обозначить $\gamma(p_0 + n_0) = 1 / \tau$, то $r = \Delta n / \tau$. С учетом этого уравнения (8) запишется в виде

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta\alpha J - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (10)$$

Найдем решение уравнения (10) считая, что $\Delta p = \Delta n \ll p_0$ и $p_0 \gg n_0$ и что полупроводник начинает освещаться в момент времени $t = 0$ светом постоянной интенсивности. Тогда, разделяя переменные и интегрируя с учетом начального условия $\Delta n = 0$ при $t = 0$, получаем

$$\Delta n = \tau\beta\alpha J \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right]. \quad (11)$$

Установившееся значение неравновесной концентрации электронов $\Delta n_{ст}$ определяется из (11) при $t \rightarrow \infty$:

$$\Delta n_{ст} = \tau\beta\alpha J. \quad (12)$$

Если, наоборот, в образце создана стационарная концентрация неравновесных носителей $\Delta n_{ст}$ и в момент $t = 0$ производится выключение света, то концентрация неравно-

весных носителей заряда спадает до нулевого значения по закону

$$\Delta n = \Delta n_{\text{СТ}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \tau\beta\alpha J \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (13)$$

Таким образом, при малом уровне инжекции релаксация неравновесной концентрации носителей заряда при мгновенном выключении и включении света происходит по экспоненциальному закону с постоянной времени, соответствующей времени жизни неравновесных носителей заряда.

Наиболее часто для измерения стационарной фотопроводимости и характеризующих ее параметров используют схему, представленную на рис. 6.

Одна из поверхностей полупроводникового образца, имеющего форму прямоугольной пластины, освещается модулированным светом. Фототок, изменяющийся с частотой модуляции света, вызывает падение напряжения на сопротивлении R , включенном последовательно с образцом. Это напряжение измеряется электронным вольтметром переменного тока.

Найдем связь между переменным напряжением, измеряемым вольтметром, и фотопроводимостью ΔJ образца, возникающем при его освещении.

Без освещения через образец протекает ток, величина которого определяется сопротивлением образца $1/J$ и сопротивлением нагрузки:

$$I = \frac{U}{(J^{-1} + R)}. \quad (14)$$

При освещении образца ток возрастает на величину ΔI , обусловленную фотопроводимостью:

$$I + \Delta I = \frac{U}{(J + \Delta J)^{-1} + R} \quad (15)$$

Увеличение тока приводит к изменению напряжения на сопротивлении:

$$\Delta U = \Delta I \cdot R = \frac{UR \cdot \Delta J}{(1 + RJ + R\Delta J) \cdot (RJ + 1)}. \quad (16)$$

Откуда получаем соотношение между фотопроводимостью и напряжением.

$$\Delta J = \frac{\Delta U (RJ + 1)^2}{UR - \Delta UR (RJ + 1)}. \quad (17)$$

Как видно из (17), связь между фотопроводимостью и измеряемым напряжением нелинейна, для вычисления фотопроводимости кроме ΔU необходимо измерить U и J . В частном случае, когда сопротивление R мало по сравнению с сопротивлением образца J^{-1} , то $\Delta U \ll U$ и соотношение принимает (17) вид

$$\Delta J = \frac{\Delta U}{UR}. \quad (18)$$

Этот режим измерения характерен тем, что при освещении образца электрическое поле его сохраняется неизменным и существует линейная зависимость между измеряемым напряжением и фотопроводимостью.

Когда же сопротивление R выбирают много больше сопротивления образца, осуществляется режим постоянного тока и, как следует из (17)

$$\Delta J = \frac{\Delta URJ^2}{U - \Delta URJ}, \quad (19)$$

т.е. зависимость ΔJ от ΔU снова нелинейна.

Методика эксперимента

Блок-схема экспериментальной установки для измерения времени жизни неосновных носителей заряда методом модуляции проводимости показана на рис. 5.

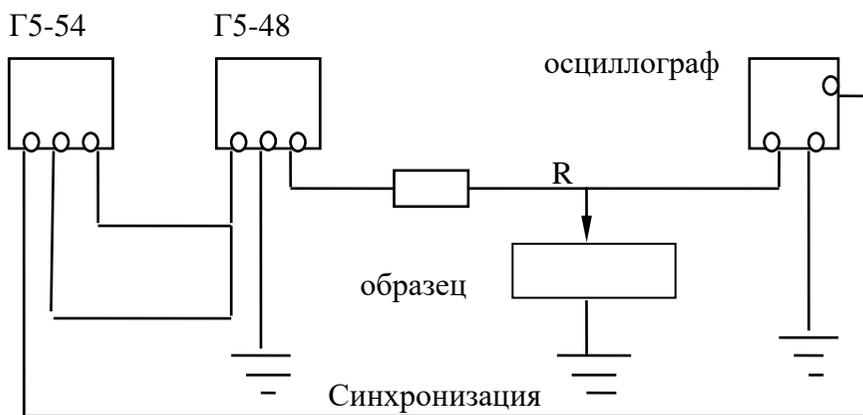


Рис.5. Блок-схема установки для измерения времени жизни неосновных носителей заряда методом модуляции проводимости точечным контактом

В качестве генератора импульсов в схеме использован генератор типа Г5 - 48. Для получения двояных импульсов на вход внешнего запуска генератора Г5 - 48 подается два импульса (основной и синхроимпульс через определенное время задержки) от генератора Г5 - 54. Работа генератора Г5 - 48 в режиме генератора тока обеспечивается включением балластного сопротивления R последовательно с образцом ($R \gg r$). Частота следования двух импульсов лежит в пределах 50 -

1000 Гц. Величина сопротивления R выбирается значительно большей, чем сопротивление образца, чтобы обеспечить постоянный ток через образец. Генераторы Г5 - 54 и Г5 - 48 совместно составляют генератор спаренных импульсов.

Работа схемы сводится к следующему. Через точечный контакт от генератора импульсов с периодом, много большим ожидаемого времени жизни, подают в полупроводниковый образец один за другим два импульса, сдвинутых по времени между собой на время задержки t . Изменяя время задержки, наблюдают изменение этого импульса $U_1 - U_2$ на экране осциллографа.

Время задержки определяют по временным меткам развертки осциллографа. Омический контакт осуществляется грубой шлифовкой торцов образца. При этом могут быть использованы прижимные контакты обычного типа. Точечный контакт представляет собой электролитически заостренную вольфрамовую проволоку.

В отдельных случаях для улучшения инжекции может применяться формовка контакта короткими ($\sim 0,1$ с) импульсами тока в прямом направлении при напряжении 150 - 200 В.

Схема измерения времени жизни неосновных носителей заряда по спаду фотопроводимости представлена на рис.6. Для импульсного освещения используется светодиод, который питается напряжением от импульсного генератора. Максимальная амплитуда U_m и полярность подаваемых импульсов напряжения устанавливаются в соответствии с паспортным режимом питания светодиода ($U_m = 2$ В). Интенсивность излучения меняется изменением U , интервалы между световыми импульсами - частотой повторения импульсов генератора.

Изменения напряжения на нагрузке R , возникающие из-за увеличения проводимости $\delta\sigma$ при освещении исследуемого образца, подаются на вертикальный вход осциллографа. Измерения проводятся в режиме, когда ток в цепи меняется. Для этого сопротивление нагрузки R выбрано много больше сопротивления образца. Длительность импульса генератора

также выбирается большей, чем время жизни неосновных носителей заряда, по крайней мере, в три раза. При соблюдении этого условия наблюдаются импульсы изменения напряжения, аналогичные показанным на рис. 4б, которые при малой интенсивности будут пропорциональны изменению фотопроводимости.

Затем, если осциллограмму перерисовать с экрана осциллографа и построить в полулогарифмическом масштабе, то тангенс угла наклона полученного прямолинейного участка будет равен времени жизни неосновных носителей

$$\tau = \frac{\Delta t}{\Delta(\ln U_H)}$$
. При этом величина U_H не требует абсолютной

градуировки.

Начальный участок спада не должен приниматься во внимание, так как он определяется высшими гармоническими составляющими сигнала на участке спада.

Порядок выполнения работы

1. Изучить порядок работы генераторов прямоугольных импульсов Г5 - 6А, Г5 - 54, Г5 - 48 и осциллографа С1-70 по техническим описаниям приборов.

2. Собрать схему согласно рис. 5.

3. Закрепить образец в держателе и подвести к нему точечный зонд.

4. Включить схему и ручками управления осциллографа и генератора установить изображение двух импульсов на экране осциллографа.

5. Провести измерение разности амплитуд импульсов в зависимости от времени задержки при двух различных длительностях и амплитудах импульсов. Переместить точечный зонд вдоль образца и повторить измерения.

6. Полученные экспериментальные данные построить в полулогарифмическом масштабе $\ln[U_2(\infty) - U_2(t)] = f(t)$ и оп-

ределить значение времени жизни неосновных носителей заряда.

7. Воспользовавшись известными значениями коэффициентов диффузии и вычисленными значениями времени жизни, определить диффузионную длину L неосновных носителей заряда.

8. Собрать схему согласно рис. 6.

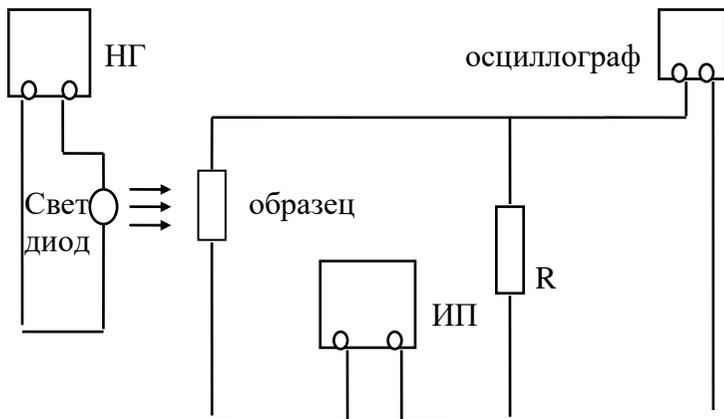


Рис.6. Блок-схема установки для измерения времени жизни неосновных носителей заряда методом затухания фотопроводимости

9. Включить генератор и осциллограф.

10. Подключить источник питания образца.

11. Отрегулировать длительность импульса света, усилительный и временной тракт осциллографа так, чтобы был хорошо виден и измеряем спад фотопроводимости. Спад фотопроводимости фиксировать на кальке (миллиметровке). Для каждого предела длительностей временного тракта осциллографа производить градуировку.

12. Построить график $\ln U_H = f(t)$.

13. Рассчитать время жизни неосновных носителей заряда.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение времени жизни неосновных носителей заряда.

2. В чем состоит метод модуляции проводимости? Каков порядок измерения τ этим методом?

3. Какая картина будет на экране осциллографа, если длительность первого импульса $t_{\text{имп}} \gg \tau$ времени жизни?

4. При каких условиях эксперимента реализуется формула $U_2(\infty) - U_2(t) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$?

5. Каковы минимальные и максимальные величины τ , которые можно измерит на данной экспериментальной установке, от чего зависит предел измерения τ ?

6. Каков принцип измерения времени жизни неосновных носителей заряда методом затухания фотопроводимости?

7. Почему при определении времени жизни методом затухания фотопроводимости не учитывается начальный участок изменения фото - э.д.с.?

8. От каких параметров полупроводника зависит величина времени жизни?

9. При каких условиях реализуется прямая пропорциональная зависимость между падением напряжения на сопротивлении и фото - э.д.с.?

10. Каковы основные механизмы рекомбинации носителей заряда в полупроводниках?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Горбачев В.В. Физика полупроводников и металлов / В.В. Горбачев, Л.Г. Спицина. М.: Металлургия , 1982. С. 106-135.

2. Шалимова К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 199 - 224, 362 - 364.

3. Павлов Л.П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов / Л.П. Павлов. М.: Высшая школа, 1975. С. 118 - 124, 144 - 151.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМО-Э.Д.С.

Цель работы: изучение зависимости термо -э.д.с. полупроводников от температуры.

Используемое оборудование и материалы: кристаллодержатель с нагревателями и термопарами, цифровой вольтметр, лабораторный автотрансформатор. источник питания Б1-9, образец германия.

Теоретическая часть

При наличии градиента температуры в полупроводниках возникает целая группа термоэлектрических эффектов, важнейшим из которых является термо - э.д.с. ΔU_T . Она наблюдается между концами кристалла, имеющими разность температур ΔT , причем коэффициент термо - э.д.с.

$$\alpha = \Delta U_T / \Delta T \quad (1)$$

в полупроводниках значительно больше, чем в металлах.

Возникновение термо - э.д.с. обусловлено диффузионными потоками носителей заряда от нагретого конца к более холодному - при этом возникает “термоэлектрическое“ поле, противодействующее диффузии. В стационарном состоянии разомкнутого полупроводника величина этого поля такова, что вызываемый им дрейфовый поток полностью компенсирует диффузионный. Отсюда непосредственно вытекает одно из важнейших применений термо - э.д.с. в полупроводнико-

вом материаловедении: знаки потенциалов ΔU_T на нагретом конце кристалла различны в случаях проводимости n - и p - типа и, таким образом, могут быть использованы для определения типа проводимости.

В научном плане представляет интерес сопоставление температурной зависимости коэффициента термо - э.д.с. α и электропроводности σ , поскольку также как и в случае эффекта Холла, вклады n - и p - составляющих в $\alpha(T)$ оказываются иными, чем в $\sigma(T)$.

Термо - э.д.с. кристалла полупроводника определяется двумя слагаемыми, каждое из которых соответствует вкладу, вносимому электронами и дырками:

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left\{ \frac{\left[2 + \ln \frac{N_c}{n} \right] n \mu_n - \left[2 + \ln \frac{N_v}{p} \right] p \mu_p}{n \mu_n + p \mu_p} \right\}, \quad (2)$$

где N_c , N_v - эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно; k - постоянная Больцмана; e - заряд электрона; n , p - концентрация свободных электронов и дырок соответственно; μ_n , μ_p - подвижность электронов и дырок соответственно.

Это выражение отражает связь термо - э.д.с. с избытком средней тепловой энергии в более нагретых частях полупроводника относительно “холодного” конца. Знак минус между вкладами электронов и дырок отражает уменьшение суммарного заряда диффузионного потока частиц при их совместной диффузии, а следовательно, и уменьшение результирующего термоэлектрического поля. При равенстве концентраций и подвижностей диффундирующих частиц термо - э.д.с. равна нулю.

Для полупроводника n - и p - типа коэффициент термо - э.д.с. соответственно равен

$$\alpha_n = \frac{k}{e} \left[2 + \ln \frac{N_c}{n} \right]; \quad (3)$$

$$\alpha_p = -\frac{k}{e} \left[2 + \ln \frac{N_v}{p} \right]. \quad (4)$$

Из выражений (3) и (4) следует, что в области явно выраженной примесной проводимости коэффициент термо - э.д.с. определяется типом и концентрацией основных носителей заряда и слабо (как N_c или N_v) меняется с температурой. Знак же α обратен знаку основных носителей: более горячий конец кристалла заряжается положительно в n - и отрицательно в p - полупроводнике. Из выражений (3) и (4) также видно, почему полупроводники обладают намного большей термоэлектрической активностью, чем металлы, а в самих полупроводниках коэффициент термо-э.д.с. растет по мере понижения n , p .

В собственной области ($n = p = n_i$)

$$\alpha_i = -\frac{k}{e} \left(\frac{b-1}{b+1} \right) \left(2 + \frac{\Delta E}{2kT} \right), \quad (5)$$

где $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$. При $b > 1$ знак α_i такой же, как и α_n . Сама

же величина α_i в материалах с b , близкой к 1, сильно от него зависит.

Таким образом, термо - э.д.с. собственного полупроводника определяется лишь шириной запрещенной зоны и отношением подвижности электронов и дырок.

Методика измерений

Изучение температурной зависимости дифференциальной термо - э.д.с. проводится на монокристалле германия в диапазоне температур 20 - 300 °С.

Измерения осуществляются на установке, состоящей из кристаллодержателя, нагревательных элементов, регуляторов электропитания нагревателей, переключателя измерительных цепей, цифрового вольтметра. Кристаллодержатель (рис. 1) состоит из двух зажимов 1 и 2, смонтированных на вертикальной стойке 3. На графитовом стержне верхнего зажима намотан небольшой нагреватель 4, создающий вдоль образца необходимый перепад температур $\Delta T = T_2 - T_1$. Температура T_1 регулируется внешней цилиндрической печью 5 в пределах 30 - 300 °С. К торцам образца прикреплены спаи двух термопар (хромель - алюмель), с помощью которых измеряются температуры торцов образца T_1 и T_2 .

Принципиальная схема установки показана на рис. 2. Переключатель П имеет четыре положения, которым соответствуют измерения э.д.с. верхней термопары E_2 , э.д.с. нижней термопары E_1 , термо - э.д.с. германия относительно алюмеля ΔU (Ge - Al) и относительно хромеля ΔU (Ge - Cr). Измерения э.д.с. термопар и термо - э.д.с. полупроводника осуществляется с помощью цифрового вольтметра.

Измерение температурной зависимости термо - э.д.с. заключается в определении температур торцов исследуемого образца и возникающей на них э.д.с. Температура измеряется с помощью термопар, горячие спаи которых помещены вблизи торцов образца и имеют температуры T_1 и T_2 . Холодные спаи этих термопар имеют температуру окружающей среды T_0 . По показаниям термопар $E_1(T_0, T_1)$ и $E_2(T_0, T_2)$ находят перепад температур $\Delta T = T_2 - T_1$ вдоль образца. Э.д.с. образца ΔU измеряется относительно металла зондов и соответствует измеренной ΔT . Электродвижущие силы E_1 и E_2 термопар соответствуют разности температур их спаев $T_2 - T_0$ или $T_1 - T_0$. Поэтому, чтобы найти истинную температуру T_1 или T_2 , надо

ввести поправку на температуру холодного спая термопары T_0 . Температура T_0 равна комнатной.

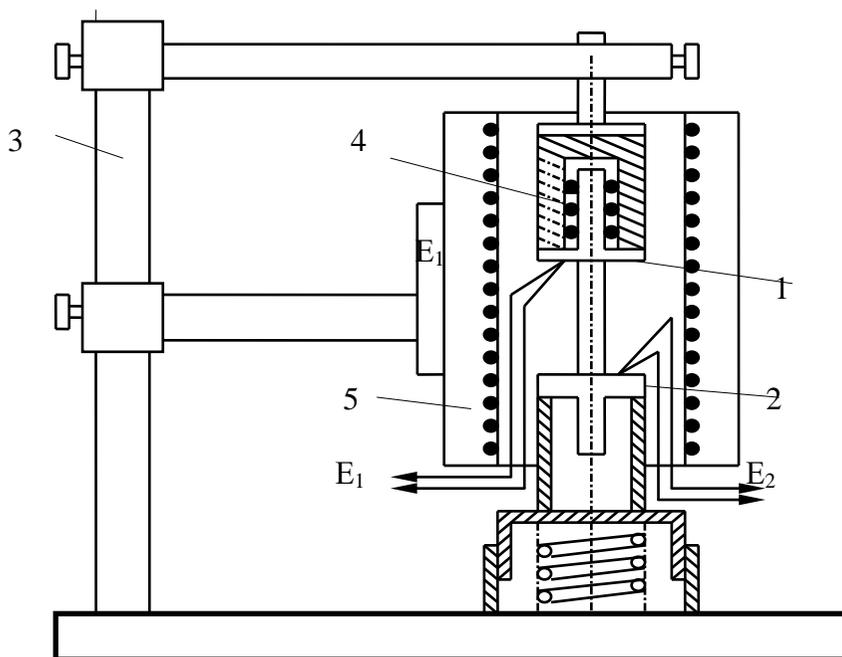


Рис. 1. Кристаллодержатель с нагревателями и термопарами: 1 - верхний графитовый держатель образца; 2 - нижний графитовый держатель образца; 3 - стойка; 4 - нагреватель, создающий перепад температур; 5 - внешняя цилиндрическая печь

Коэффициент термо-э.д.с. α равен отношению $\Delta U / \Delta T$, и это значение следует отнести к температуре

$$T_c = \frac{T_1 + T_2}{2}, \text{ считая постоянным в интервале температур } \Delta T = T_2 - T_1.$$

Зондами при измерении ΔU служит проволока самих

термопар, горячие спаи которых имеют электрический контакт с образцом. Таким образом, с помощью двух термопар, переключателя и цифрового вольтметра можно последовательно измерить все необходимые величины: E_1 , E_2 и ΔU .

Порядок выполнения работы

1. Собрать измерительную схему согласно рис.2.

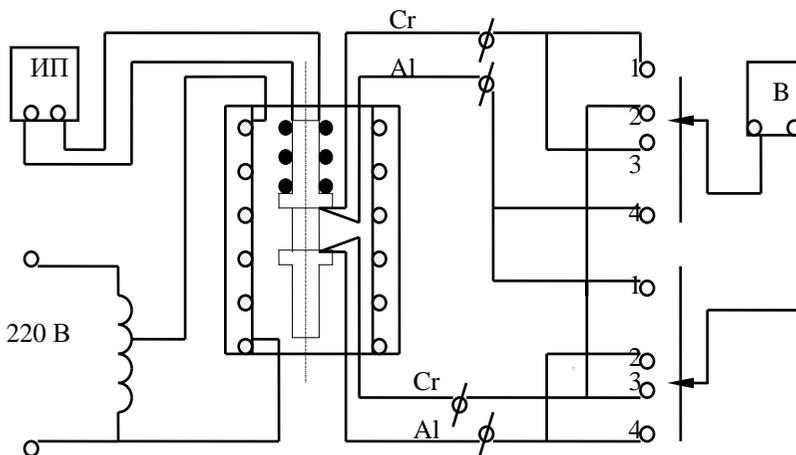


Рис. 2. Принципиальная схема установки для измерения термо-э.д.с.

2. Изучить техническое описание цифрового вольтметра и подготовить его к работе.

3. Измерить термо - э.д.с. образца германия при температуре, близкой к комнатной. Для этого включить в сеть источник питания Б1 - 9, питающий нагреватель, который создает перепад температур вдоль образца, установив переключатель выходного напряжения на 10 В и ручкой плавного регулирования ток нагрузки, равной 0.5 А. После установления температуры, т.е. спустя 10 мин после подачи напряжения к нагревателю, измерить э.д.с. верхней E_2 (T_0 , T_2) и нижней E_1 (T_0 , T_1) термопар. Для этого переключатель П поставить в по-

ложение 1 и 2 соответственно. Измерить термо-э.д.с. германия относительно алюминия ΔU (Ge - Al) в положении 3 переключателя П и э.д.с. относительно хромеля ΔU (Ge - Cr) в положении 4 переключателя П.

4. Для измерений термо-э.д.с. при повышенных температурах включить в сеть автотрансформатор, питающий внешнюю печь. Величину напряжения установить ручкой автотрансформатора. Все описанные в п.3 измерения следует проводить для нескольких значений U_1 в пределах от 0 до 40 В через 5 В. После каждого измерения напряжения необходимо некоторое время, в течение которого стабилизируется температура внутренней печи. Поэтому проводить измерения можно лишь спустя 10 мин после увеличения напряжения U_2 . Напряжение U_1 при всех измерениях остается постоянным и равным ~ 10 В при токе нагрузки 0.5 А.

Результаты измерений записываются в таблицу.

№ изм	E_1 , мВ	E_2 , мВ	ΔE , мВ	ΔT , К	ΔU (Ge - Al), мВ	ΔU (Ge - Cr), мВ	T_c , К	$\alpha_{\text{Ge-Al}}$, мВ / К	$\alpha_{\text{Ge-Cr}}$, мВ / К

Определить значения $\alpha_{\text{Ge - Al}}$ и $\alpha_{\text{Ge - Cr}}$ для всех измеренных средних температур.

5. Построить графики температурной зависимости термо-э.д.с. германия относительно хромеля и алюминия $\alpha_{\text{Ge - Cr}} = \alpha(T_c)$, $\alpha_{\text{Ge - Al}} = \alpha(T_c)$.

6. Найти область температур, при которых заметна генерация собственных носителей.

7. Определить величину отношения подвижностей $b = \mu_n / \mu_p$ из полученной температурной зависимости термо-э.д.с.

в области собственной проводимости, используя для этого соотношение (5).

Контрольные вопросы

1. В чем сущность эффекта Зеебека?
2. Почему коэффициент термо - э.д.с. для полупроводников выше, чем для металлов?
3. В чем сущность эффекта Пельтье?
4. Назовите другие термоэлектрические явления в полупроводниках и объясните их физическую природу.
5. Какие термоэлектрические явления и где используются на практике?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Горбачев В.В. Физика полупроводников и металлов / В.В. Горбачев, Л.Г. Спицина. М.: Металлургия, 1982. С. 216 - 223.
2. Шалимова К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 177 - 183.

СОДЕРЖАНИЕ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1	1
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2	13
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3	22
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4	38

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к лабораторным работам № 1-4
по курсу «Физика конденсированного состояния»
для студентов направления 28.03.01 «Нанотехнологии
и микросистемная техника» (профиль «Компоненты микро-
и наносистемной техники») очной формы обучения

Составители:
Стогней Олег Владимирович
Янченко Лариса Ивановна

В авторской редакции

Подписано в печать 28.01.2015.
Уч.-изд. л. 2,8.

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический
университет»
394026 Воронеж, Московский просп., 14