

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

**Определение параметров полупроводника из температурной зависимости
удельного сопротивления и эффекта Холла**

Практикум

Рекомендовано методической комиссией физического факультета
для студентов ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки
210100 - Электроника и нанoeлектроника,
222900 - Нанотехнологии и микросистемная техника

**Нижний Новгород
2014**

УДК 537.633.2

ББК 22.379

П-37

П-37 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКА ИЗ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ЭФФЕКТА ХОЛЛА. Составители: Планкина С.М., Кудрин А.В.: Практикум – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014. – 17 с.

Рецензент: к.ф.-м.н., доцент В.В. Карзанов

Данная работа является частью лабораторного практикума по курсу "Физика полупроводников". В ней изложены основы статистики электронов и дырок, описана методика определения из измерения электропроводности и эффекта Холла основных параметров полупроводника - ширины запрещенной зоны, концентрации и подвижности носителей.

Практикум предназначен для студентов старших курсов физического факультета ННГУ, обучающихся по направлениям 210100 – Электроника и наноэлектроника и 222900 – Нанотехнологии и микросистемная техника.

Ответственный за выпуск:

председатель методической комиссии

физического факультета ННГУ, к.ф.-м.н., доцент Сдобняков В.В.

УДК 537.633.2

ББК 22.379

© Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского, 2013

Содержание

1. Электропроводность. Концентрация носителей заряда.....	4
2. Зависимость положения уровня Ферми от концентрации примеси и температуры для невырожденного полупроводника	7
3. Экспериментальная часть	10
4. Методика измерений.....	10
5. Задание.....	15
Контрольные вопросы	15
Литература.....	16
Дополнительный материал	16

Целью работы является исследование температурной зависимости удельного сопротивления и эффекта Холла, определение концентрации, подвижности основных носителей и ширины запрещенной зоны исследуемого материала.

1. Электропроводность. Концентрация носителей заряда

Рассмотрим полупроводник, не содержащий примесей и дефектов. При $T=0$ К проводимость такого полупроводника равна нулю (нет свободных носителей заряда). При увеличении температуры возникает вероятность возбуждения валентных электронов в c -зону, свободные места в валентных связях ведут себя как положительные носители заряда, называемые дырками. Концентрации тех и других $n = p = n_i$ определяют собственную электропроводность полупроводника при данной температуре:

$$\sigma_i = qn_i(\mu_{dn} + \mu_{dp}), \quad (1)$$

где q — заряд, а μ_{dn} , μ_{dp} — дрейфовые подвижности электронов и дырок, представляющие собой скорости их дрейфа в единичном электрическом поле.

В термодинамически равновесном состоянии концентрации свободных носителей устанавливаются в результате уравнивания скоростей их тепловой генерации и рекомбинации и в условиях применимости к электронам статистики Максвелла — Больцмана равны [1]:

$$n_i = \sqrt{g^{-1}N_cN_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, g - фактор спинового вырождения, а $N_{c(v)}$ — эффективные плотности состояний в $c(v)$ -зонах:

$$N_{c(v)} = 2\left(\frac{2\pi m_{n(p)}kT}{h^2}\right)^{3/2}. \quad (3)$$

Здесь $m_{n(p)}$ — эффективные массы электронов и дырок в соответствующих зонах, h — постоянная Планка.

Согласно (2) и (3) графическая зависимость $\ln(n_iT^{-3/2})$ от $1/T$ должна выражаться прямой линией

$$\ln(n_iT^{-3/2}) = const - \frac{E_g}{2kT}. \quad (4)$$

с углом наклона $tg\theta = E_g/2k$.

Однако полученное таким способом значение энергии активации не будет соответствовать истинной ширине запрещенной зоны и будет превышать E_g , рассчитанное, например, из спектров оптического поглощения. Причина этого расхождения заключается в изменении ширины запрещенной зоны с

температурой. Рост амплитуды тепловых колебаний атомов решетки приводит к ее уменьшению. Кроме того, с увеличением температуры изменяются межатомные расстояния, что также оказывает влияние на ширину запрещенной зоны. В результате зависимость $E_g(T)$ подчиняется линейному закону вида

$$E_g(T) = E_{g0} - \alpha T, \quad (5)$$

где E_{g0} — экстраполированная ширина запрещенной зоны при $T=0\text{K}$, α — температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны. Величину E_{g0} иногда называют термической шириной запрещенной зоны [2]. Для GaAs, например, $E_{g0}=1,52$ эВ. Температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны для германия, кремния и арсенида галлия равен соответственно $3.9 \cdot 10^{-4}$, $2.4 \cdot 10^{-4}$, $4.3 \cdot 10^{-4}$ эВ/К [1]. С учетом (5) выражение (4) преобразуется к виду:

$$\ln(n_i T^{-3/2}) = \text{const} - \frac{\alpha}{2k} - \frac{E_{g0}}{2kT}. \quad (6)$$

Таким образом, если ширина запрещенной зоны полупроводника линейно зависит от температуры, график $\ln(n_i T^{-3/2})$ от $1/T$ также представляет собой прямую линию, наклон которой характеризуется значением E_{g0} . Истинное значение ширины запрещенной зоны полупроводника при данной температуре определяется по формуле (5).

В примесных полупроводниках концентрация свободных носителей заряда в широком интервале температур намного превышает собственную и существенно слабее зависит от T при низких температурах. Это связано с электрической активностью примеси - способностью поставлять электроны или дырки в зоны со значительно меньшими энергиями активации. Например, элементарный полупроводник — кремний, расположенный в IV группе таблицы Д. И. Менделеева, имеет четыре валентных электрона и четыре тетраэдрически ориентированные в пространстве ковалентные связи. Благодаря парно-электронному обменному взаимодействию соседних атомов его валентная зона при $T=0$ К оказывается полностью занятой. Замещение N_d атомов основного вещества атомами примесных элементов V подгруппы (сурьмы, мышьяка, фосфора) включает в систему ковалентных связей N_d атомов с лишними электронами, которые связаны с окружающими атомами значительно слабее, чем остальные, и сравнительно легко могут освободиться. На энергетическом языке это означает появление вблизи нижнего края зоны проводимости N_d донорных уровней с энергией ионизации $E_d < E_g$ (рис. 1). Аналогичный результат получается при введении N_a примесей III подгруппы (алюминия, галлия, индия): недостаток N_a электронов в системе регулярных ковалентных связей стимулирует переходы валентных электронов на акцепторные уровни, энергетическое расстояние которых от потолка валентной зоны $E_a < E_g$.

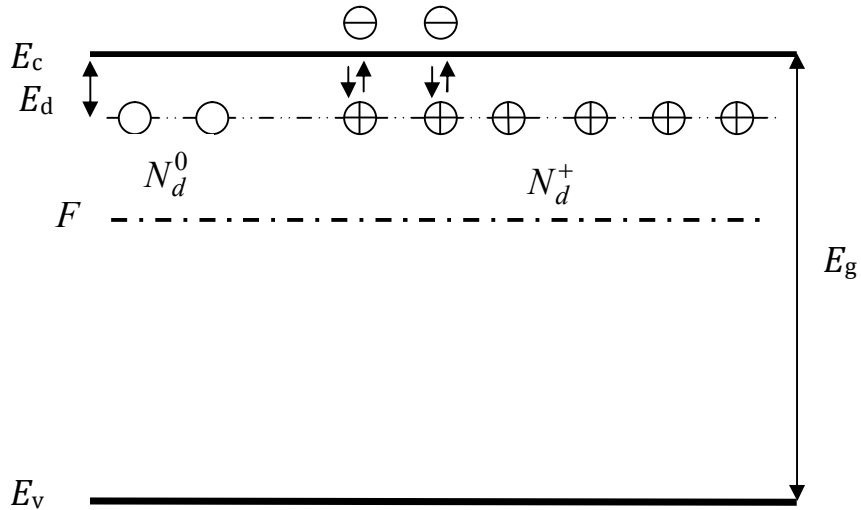


Рис. 1. Изменение положения уровня Ферми с температурой в донорном полупроводнике. E_c, E_v — энергии нижнего края зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно; $E_g = E_c - E_v$ - ширина запрещенной зоны; F - энергия уровня Ферми, E_d — энергетическое расстояние донорных центров от края зоны проводимости

В области температур, где разность концентраций доноров и акцепторов $|N_d - N_a| \gg n_i$, отношение $n/p \gg 1$ при $N_d \gg N_a$ и $p/n \gg 1$ при $N_a \gg N_d$. В первом случае полупроводник имеет практически «монополярную», электронную проводимость (полупроводник n -типа), во втором — дырочную (полупроводник p -типа):

$$\sigma_n = qn\mu_{dn}, \quad \sigma_p = qp\mu_{dp}, \quad (7)$$

Носители заряда, определяющие тип проводимости, называются основными, носители другого типа — неосновными. При сравнимых концентрациях электронов и дырок электропроводность связана с ними очевидным общим соотношением:

$$\sigma_n = qn\mu_{dn} + qp\mu_{dp}. \quad (8)$$

При любых соотношениях концентраций n/p в полупроводнике соблюдается условие нейтральности. В собственной области оно очевидно ($n=p$). В области примесной проводимости равенство положительных и отрицательных зарядов поддерживается примесными центрами:

$$\begin{aligned} N_d^+ &= N_a^- + n, & N_d^0 &= N_d - N_a - n & (n\text{-тип}) \\ N_a^- &= N_d^+ + p, & N_d^0 &= N_a - N_d - p & (p\text{-тип}) \end{aligned} \quad (9)$$

Для дальнейшего рассмотрения приведем общие выражения для концентраций носителей в c - и v -зонах.

$$n(T) = N_c \exp\left(\frac{F - E_c}{kT}\right), \quad p(T) = N_v \exp\left(\frac{E_v - F}{kT}\right). \quad (10)$$

Здесь F — энергия (или уровень) Ферми, характеризующая электрохимический потенциал системы. Выражения (10) справедливы для

невырожденного полупроводника в котором уровень Ферми находится в запрещенной зоне на расстоянии хотя бы нескольких kT от краев c - или v -зон, т. е. в условиях применимости выражения (2). С учетом (2) они приводят к важному соотношению:

$$np = N_c N_v \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right) = n_i^2, \quad (11)$$

показывающему, что произведение концентраций электронов и дырок постоянно при данной температуре и равно квадрату собственной концентрации при той же температуре.

2. Зависимость положения уровня Ферми от концентрации примеси и температуры для невырожденного полупроводника

Рассмотрим невырожденный полупроводник с одним сортом донорной примеси с концентрацией N_d и примесным уровнем с энергией E_d . Для примесного полупроводника из-за относительно малых ($\sim 0,05$ эВ) значений энергии ионизации E_d целесообразно начать рассмотрение с низких температур, где положение уровня Ферми определяется соотношением

$$F = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d}, \quad (12)$$

т. е. при абсолютном нуле уровень Ферми расположен посередине между дном зоны проводимости и донорным уровнем. С увеличением температуры уровень Ферми вначале повышается до некоторого максимального значения, затем начинает снижаться. Концентрация электронов в c -зоне увеличивается за счет ионизации примесного уровня. Из выражений (10) и (12) найдем концентрацию электронов в области низких температур [3]:

$$n(T) = \sqrt{g^{-1} N_c N_d} \exp\left(-\frac{E_c - E_d}{2kT}\right). \quad (13)$$

В области средних температур, когда уровень Ферми опускается ниже донорного уровня, концентрация электронов в c -зоне остается постоянной $n = N_d$, т.к. вся примесь ионизована, а ионизация собственных атомов еще незначительна.

При высоких температурах, когда начинает преобладать собственная проводимость, из формул (2) и (10) следует:

$$F = \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d}, \quad (14)$$

т. е. уровень Ферми располагается вблизи середины запрещенной зоны (совпадая с ней при $N_c = N_v$).

В случае невырожденного полупроводника с частично компенсированной примесью распределение электронов и дырок между примесными центрами и зонами также подчиняется законам статистики. Будем называть «функцией

заполнения» примесного центра j -типа вероятность нахождения на нем носителя заряда того знака, «природным» источником которого он является. Для донора это электрон, для акцептора — дырка, при заполнении которыми оба типа центров нейтральны. Общий вид таких функций для частиц с полужелым спином, подчиняющихся принципу Паули, определяется статистикой Ферми—Дирака [1]:

$$f_d^0(E) = \frac{1}{g^{-1} \exp\left(\frac{E_d - F}{kT}\right) + 1}, \quad f_a^0(E) = \frac{1}{g^{-1} \exp\left(\frac{F - E_a}{kT}\right) + 1} \quad (15)$$

Соответственно, вероятности заряженных состояний центров $f_d^+ = 1 - f_d^0$, $f_a^- = 1 - f_a^0$. Таким образом, степени заполнения примесного уровня в полупроводнике n -типа:

$$\frac{N_d^0}{N_d^+} = g \exp\left(-\frac{E_d - F}{kT}\right). \quad (16)$$

Учитывая эту связь можно (10) переписать в виде:

$$n(T) = \frac{N_d^0}{gN_d^+} N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_d}{kT}\right). \quad (17)$$

В области достаточно низких температур и сильной компенсации, когда $n \ll N_a < N_d$, с учетом уравнений нейтральности (9) получаем:

$$n(T) = \frac{N_d - N_a}{gN_a} N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_d}{kT}\right). \quad (18)$$

Это чрезвычайно важное для полупроводникового материаловедения соотношение: оно позволяет по наклону логарифмической прямой $n(1/T)$ определить энергию ионизации основных примесных центров, а по фиксированным в области экспоненты значениям $n(T)$ — коэффициент компенсации K_d и степень компенсации основной примеси:

$$K_d \equiv \frac{N_d - N_a}{N_a}, \quad \frac{N_a}{N_d} = \frac{1}{K_d + 1}. \quad (19)$$

Приведенные рассуждения справедливы также и для полупроводника p -типа.

В результате проведенного рассмотрения можно представить общую температурную зависимость концентрации основных носителей заряда, используя логарифмический масштаб по оси ординат и обратную температуру по оси абсцисс (рис. 2). В таком масштабе участки экспоненциального изменения концентрации с температурой выглядят прямыми линиями, наклон которых определяется соответствующими энергиями активации. На температурной зависимости концентрации можно выделить 3 области. Область низких температур является областью слабой ионизации примеси. Участок 1 экспоненциального изменения концентрации в области низких температур описывается формулой (18). Область средних температур (участок 2) соответствует области полной ионизации (истощения) примеси, и плато $n(T)$ определяется разностью концентраций доноров и акцепторов:

$$n = N_d - N_a \quad (20)$$

Плато $n(T)$ занимает тем больший интервал T , чем меньше энергия ионизации основной примеси, и чем меньше степень ее компенсации (19).

Область высоких температур является областью собственной проводимости, и участок 3 описывается выражением (2).

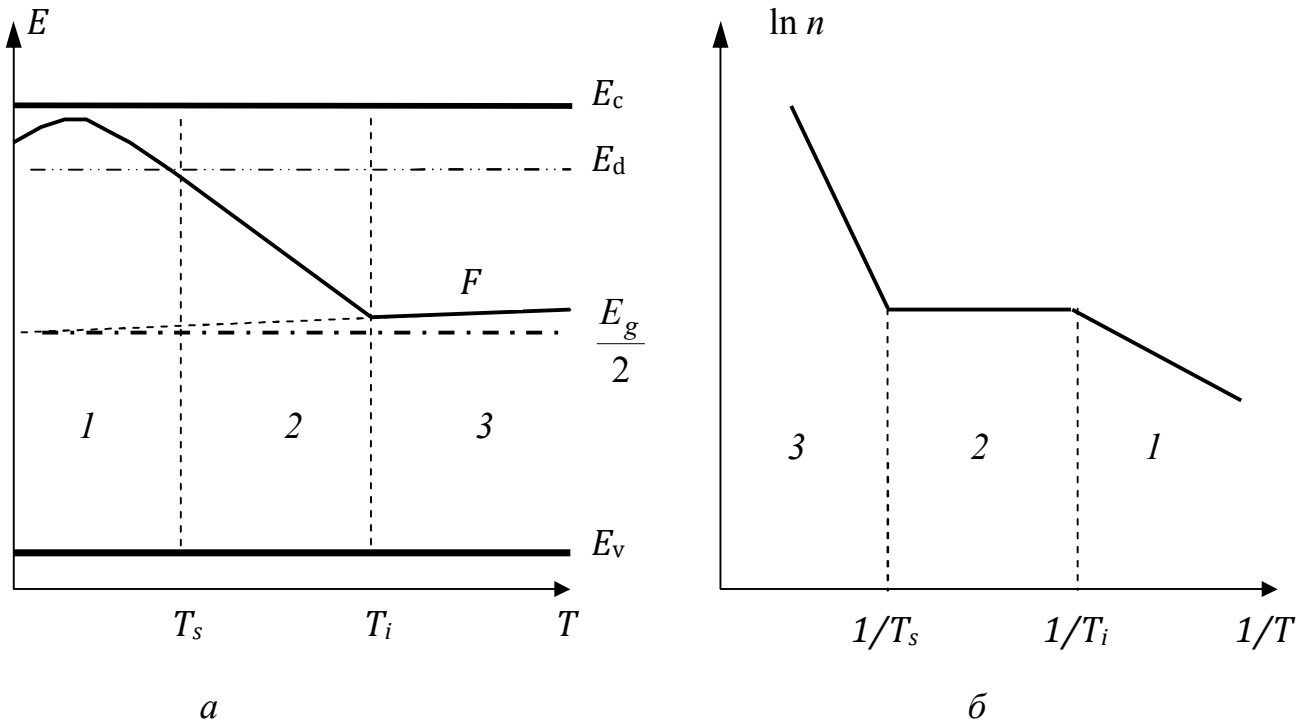


Рис. 2. Изменение положения уровня Ферми (а) и концентрации электронов (б). Области: 1 — примесной проводимости; 2 - истощения (полной ионизации) примеси, 3 — собственной проводимости

3. Экспериментальная часть

Одновременные измерения температурных зависимостей электропроводности и эффекта Холла дают возможность получить сведения о важнейших параметрах полупроводника — ширине запрещенной зоны, концентрации примеси, о величинах и температурных зависимостях подвижности носителей заряда. Исследования проводятся в собственной и непосредственно прилегающей к ней области примесной проводимости. Сначала определяют тип, концентрацию и подвижность основных носителей заряда в предложенных образцах при комнатной температуре. Затем исследуют температурные зависимости удельного сопротивления полупроводника и коэффициента Холла в диапазоне температур 100 - 500 К. Зависимости $R_H(T)$ в примесной области непосредственно воспроизводят зависимости концентрации носителей:

$$R_{Hn} = -\frac{1}{qn}, R_{Hp} = +\frac{1}{qp} \quad (21)$$

и позволяют определить соответствующие величины, входящие в формулы (18)-(20). Одновременное измерение ρ и R_H в примесной области дает возможность, используя выражения (7) и (21), определить температурный ход подвижности основных носителей заряда:

$$\mu(T) = R_H(T)/\rho(T). \quad (22)$$

Эти измерения позволяют проанализировать механизмы рассеяния носителей.

Сделать вывод о типе примесной проводимости можно не только по абсолютному знаку R_H , но и по характеру перехода от примесной проводимости к собственной. При $b = \frac{\mu_{dn}}{\mu_{dp}} > 1$ постоянная Холла R_H меняет

знак при переходе от p -проводимости к собственной [4].

По температурной зависимости концентрации носителей в координатах $\lg n(p)T^{-3/2}$ от $10^3/T$ в области собственной проводимости можно вычислить ширину запрещенной зоны при $T=0\text{К}$ (E_{g0}), а используя значение температурного коэффициента изменения ширины запрещенной зоны - рассчитать E_g при комнатной температуре.

4. Методика измерений

В работе предлагается получить температурные зависимости удельного сопротивления полупроводника, коэффициента Холла, концентрации и подвижности носителей заряда в диапазоне температур 100 - 500 К. Работа по изучению эффекта Холла методом Ван-дер-Пау выполняется на автоматизированной установке Nanometrics HL5500, укомплектованной азотным криостатом HL5550PC. Описание установки и порядок измерений при

комнатной температуре приведены в лабораторном практикуме «Эффект Холла».

Перед установкой исследуемого образца внутри криостата необходимо нанести небольшое количество теплопроводящей пасты на монтажную площадку криостата. После размещения образца, его фиксации контактными прижимами, закрытия крышки вакуумного объема криостата и корпуса установки необходимо выполнить измерения сопротивления образца и эффекта Холла при комнатной температуре. Методика проведения исследования эффекта Холла при комнатной температуре с использованием установки на установке Nanometrics HL5500 приведена в описании лабораторной работы «Эффект Холла».

Далее необходимо откачать воздух из вакуумного объема криостата с помощью форвакуумного насоса, входящего в состав криостата HL5550PC. Для контроля процесса откачки воздуха необходимо в пункте Configure основного меню управляющей программы HL5500 Hall выбрать пункт Temperature. Появившееся окно управления криостатом Temperature Control (контроль температуры) содержит раздел Vacuum (вакуум) в котором качественно отображается давление в вакуумном объеме криостата (рис. 3).

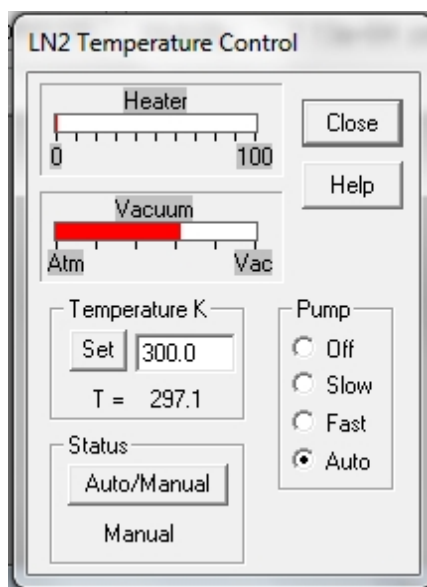


Рис. 3. Окно управления криостатом HL5550PC

После достижения индикатора вакуума (красная горизонтальная полоса) величины, превышающей три деления между отметками Atm и Vac, возможно начать процесс изменения температуры образца. Для этого в заполненный жидким азотом сосуд Дьюара необходимо поместить насос для жидкого азота. В разделе управления работой насоса Pump окна Temperature Control нужно выбрать автоматический режим работы Auto (рис. 3). Далее кнопкой Auto/Manual (автоматическое или ручное управление криостатом) нужно выбрать автоматический режим работы. В окне Temperature нужно задать начальную температуру в диапазоне 90 – 500 K и нажать кнопку Set (установка

температуры). При достижении необходимой температуры система обратной связи температурного контроллера будет управлять нагревателем, расположенным около монтажной площадки криостата, с целью установки заданной температуры. Текущая мощность нагревателя показывается в области Heater окна Temperature Control (рис. 3).

Для получения температурных зависимостей сопротивления образца, концентрации и подвижности носителей заряда, нужно сначала охладить образец до минимальной температуры и далее, нагревая образец, проводить измерения при промежуточных значениях температуры. Программа управления позволяет проводить измерения при различных температурах в автоматическом режиме. Для этого в пункте Measure (измерение) основного меню программы нужно выбрать пункт Temperature Scan (температурное сканирование).

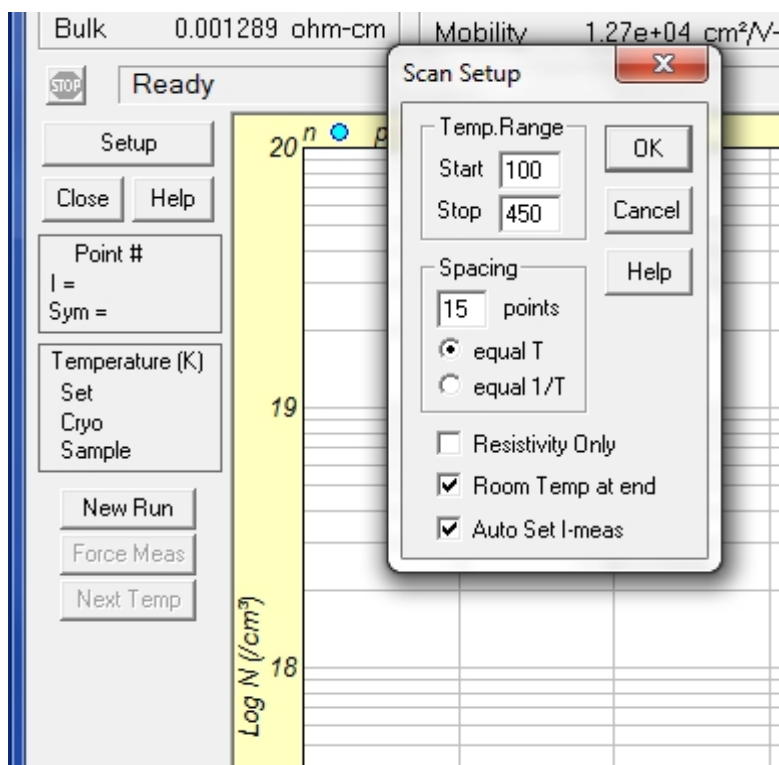


Рис. 4. Окно автоматического измерения при промежуточных температурах

Появится окно управления процессом автоматического измерения при промежуточных температурах, содержащее область отображения результатов (рис. 4). Для задания параметров измерения температуры нужно нажать кнопку Setup (установка, рис. 4). Появится окно Scan Setup (параметры сканирования, рис. 4). В окне Scan Setup нужно выбрать начальную температуру Start, конечную температуру Stop, число промежуточных температур Spacing, формат отображения оси температуры (прямая или обратная температура, рис. 4). При выборе пункта Resistivity Only (только сопротивление) будет получена только температурная зависимость сопротивления образца. Окно Scan Setup также содержит пункты Room Temperature at end (возврат к комнатной температуре при окончании измерения) и Auto set I-meas (автоматическая установка тока

при каждой температуре). При проведении измерений рекомендуется выбрать пункт Auto set I-meas.

После выбора необходимых параметров получения температурных зависимостей можно выбрать диапазоны измеряемых значений в области отображения результатов. Для этого в пункте Graph основного меню нужно отметить отображаемые величины, например Conc.+Mobility (концентрация и подвижность, рис. 5).

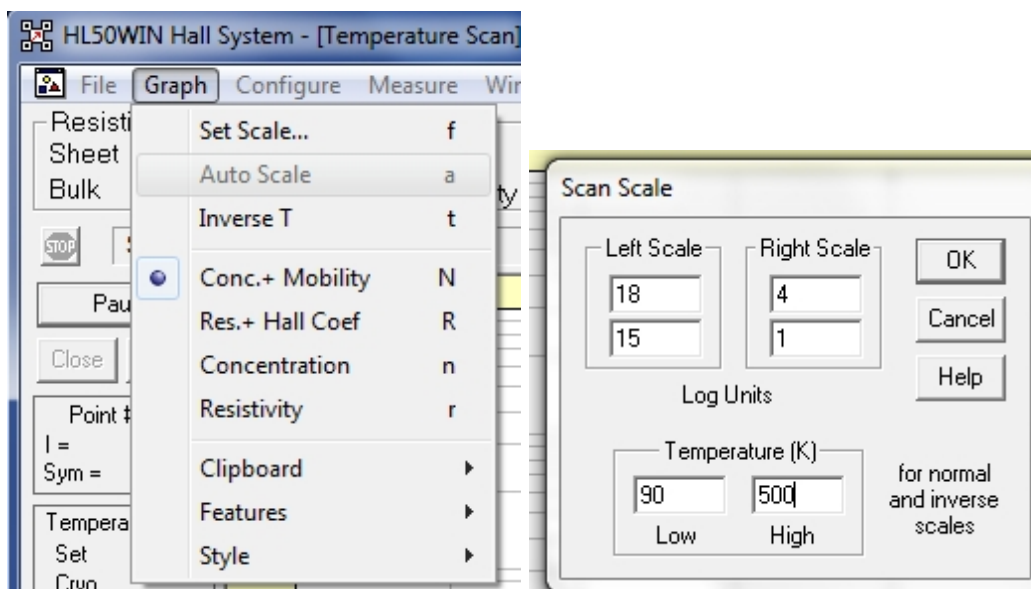


Рис. 5. Окно настройки области отображения результатов

Далее нужно выбрать пункт Set Scale (настройка шкалы) и в открывшемся окне Scan Scale задать диапазон изменения шкалы концентрации Left Scale, подвижности Right Scale и температуры (рис. 5). Следует отметить, что шкалы концентрации и подвижности - логарифмические.

После установки параметров измерения температуры и отображения результатов нужно нажать кнопку Start (появится вместо кнопки Setup, рис. 4) для начала автоматических измерений при различных температурах. Будет проводиться автоматическое измерение температуры, сопротивления образца, эффекта Холла и отображение текущих измеренных величин (концентрации и подвижности). После окончания измерения нужно нажать кнопку Close (рис. 4). При этом область отображения результатов будет представлена в виде отдельного окна Temperature Scan (рис. 6).

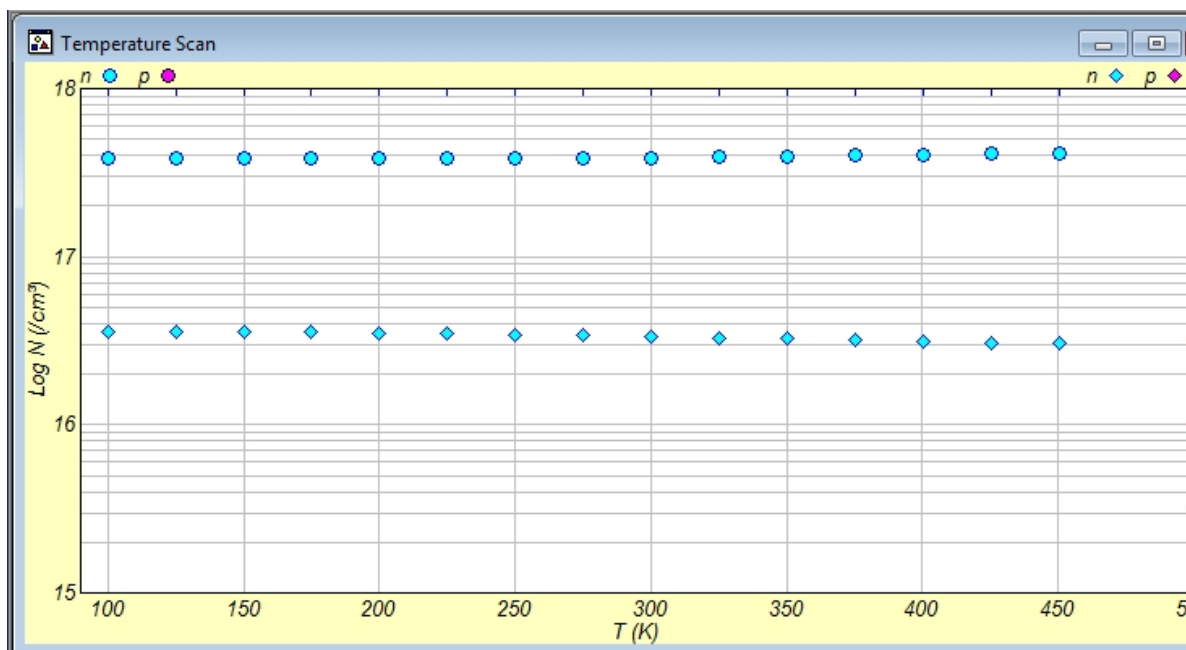


Рис. 6. Окно настройки области отображения результатов

Для сохранения полученных результатов необходимо в пункте File основного меню выбрать подпункт Save as, в котором нужно указать название файла и выбрать папку для результатов. Сохраненный файл имеет расширение .tsc и представляет собой текстовый файл, который содержит 5 колонок: температуру, удельное сопротивление образца, коэффициент Холла, концентрацию носителей заряда и подвижность носителей заряда (рис. 7). С использованием полученных значений необходимо провести расчеты, рассмотренные выше в учебном пособии.

```

90.0 2.54e+03 -4.00e+02 -1.56e+12 1.57e+03
102.4 2.34e+03 -4.03e+02 -1.55e+12 1.72e+03
114.3 2.26e+03 -4.00e+02 -1.56e+12 1.77e+03
126.1 2.20e+03 -3.99e+02 -1.56e+12 1.82e+03
138.1 2.14e+03 -3.96e+02 -1.57e+12 1.85e+03
150.2 2.07e+03 -3.94e+02 -1.59e+12 1.90e+03
162.2 2.02e+03 -3.91e+02 -1.60e+12 1.94e+03
174.4 1.98e+03 -3.88e+02 -1.61e+12 1.96e+03
186.4 1.93e+03 -3.83e+02 -1.63e+12 1.99e+03
198.5 1.89e+03 -3.79e+02 -1.65e+12 2.01e+03
210.4 1.85e+03 -3.76e+02 -1.66e+12 2.03e+03
222.4 1.82e+03 -3.72e+02 -1.68e+12 2.04e+03
234.8 1.79e+03 -3.71e+02 -1.68e+12 2.07e+03
247.0 1.77e+03 -3.62e+02 -1.72e+12 2.04e+03
258.7 1.76e+03 -3.59e+02 -1.74e+12 2.04e+03
270.7 1.75e+03 -3.56e+02 -1.75e+12 2.04e+03
282.7 1.74e+03 -3.55e+02 -1.76e+12 2.05e+03
294.8 1.73e+03 -3.49e+02 -1.79e+12 2.02e+03

```

Рис. 7. Содержимое файла, полученного в ходе автоматических температурных измерений

5. Задание

1. Измерить удельное сопротивление и ЭДС Холла в предложенных образцах при комнатной температуре и их температурные зависимости в диапазоне 100 - 500 К.
2. Определить тип примесной проводимости исследуемого кристалла. Сравнить полученные значения подвижности с табличными значениями для данного типа проводимости, температуры и уровня легирования полупроводника.
3. Построить зависимости $\lg R_H$, $\lg n(p)$, $\lg \sigma$ от $10^3/T$. На всех кривых отметить участки примесной и собственной проводимости. Проанализировать и объяснить поведение R_H в области перехода к собственной проводимости. Обратить внимание на различие зависимостей $\lg n(p)$ и $\lg \sigma$ от $10^3/T$ в области явно выраженной примесной проводимости и объяснить его.
4. Построить зависимость $\lg(n \cdot T^{3/2})$ от $10^3/T$. По участку собственной проводимости определить ширину запрещенной зоны.
5. По плато на зависимости $\lg n(p)$ от $10^3/T$ в области примесной проводимости оценить концентрацию примеси.

Контрольные вопросы

1. Классификация веществ по удельной электрической проводимости. Зависимость электропроводности от температуры. Полупроводники. Зонная структура полупроводника. Понятие эффективной массы.
2. Понятие равновесных и неравновесных носителей. Понятие дырки. Понятие генерации и рекомбинации.
3. Элементарная теория электропроводности полупроводника. Механизм собственной и примесной электропроводности.
4. Понятие энергии и уровня Ферми в полупроводниках. Зависимость положения уровня Ферми и концентрации носителей от температуры в собственном и примесном полупроводнике.
5. Какую информацию о полупроводнике можно получить из совместных измерений электропроводности и эффекта Холла?
6. Какую информацию о полупроводнике можно получить из температурных зависимостей электропроводности и эффекта Холла?

Литература

1. Шалимова К. В. Физика полупроводников. - М.: Энергоатомиздат, 1985 - 392 с.
2. Бонч-Бруевич В. Ш., Калашников С. Г. Физика полупроводников. - М.: Наука, 1990 – 678 с.
3. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. - М.: Радио и связь, 1990 – 264 с.
4. Зеегер К. Физика полупроводников. - М.: Мир, 1977 – 615 с.

Дополнительный материал

1. Электронная база данных по свойствам полупроводниковых материалов: URL. <http://www.matprop.ru>.
2. Электронная база данных по физическим, химическим и структурным свойствам веществ и соединений (доступ через компьютеры, подключенные к сети ННГУ): URL. <http://www.springermaterials.com>.

