

Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

КАФЕДРА ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Е. В. Саврук, В. В. Каранский, С. В. Смирнов

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

**Учебно-методическое пособие по лабораторным работам
для студентов направлений подготовки
11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»,
профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника»,
28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника»,
профиль «Нанотехнологии в электронике и микросистемной технике»**

2016

Рецензент: Троян П. Е., д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой Физической электроники ТУСУР.

Саврук Е. В., Каранский В. В., Смирнов С. В.

Физика конденсированного состояния: учебно-методическое пособие по лабораторным работам для студентов направлений подготовки 11.03.04 «Электроника и нанoeлектроника», профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника», и 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника», профиль «Нанотехнологии в электронике и микросистемной технике». — Томск: ТУСУР, Кафедра Физической электроники, 2016. — 51 с.

© Саврук Е. В., Каранский В. В., Смирнов С. В., 2016
© ТУСУР, 2016

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1. Исследование температурной зависимости электропроводности аморфных полупроводников	6
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2. Определение частоты колебаний поперечных оптических фононов в ионных кристаллах	18
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3. Исследование температурной зависимости электропроводности поликристаллических ферромагнетиков	23
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4. Исследование температурной зависимости электропроводности полупроводников	29
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5. Определение ширины запрещенной зоны полупроводников по краю собственного поглощения	36
ТРЕБОВАНИЯ К ОТЧЕТУ	50
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	51

ВВЕДЕНИЕ

Данное учебно-методическое пособие содержит описание и порядок выполнения лабораторных работ по дисциплине «Физика конденсированного состояния» и предназначено для студентов очной формы, обучающихся по направлениям подготовки 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника» (профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника») и 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника» (профиль «Нанотехнологии в электронике и микросистемной технике»).

Тематика лабораторных работы: исследование температурной зависимости электропроводности аморфных полупроводников; определение частоты колебаний поперечных оптических фононов в ионных кристаллах; исследование температурной зависимости электропроводности поликристаллических ферромагнетиков; исследование температурной зависимости электропроводности полупроводников; определение ширины запрещенной зоны полупроводников по краю собственного поглощения.

Процесс изучения и выполнения данных лабораторных работ направлен на формирование у студентов направления подготовки 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника» следующих компетенций:

– способность представлять адекватную современному уровню знаний научную картину мира на основе знания основных положений, законов и методов естественных наук и математики (ОПК-1);

– способность выявлять естественнонаучную сущность проблем, возникающих в ходе профессиональной деятельности, привлекать для их решения соответствующий физико-математический аппарат (ОПК-2);

– способность аргументированно выбирать и реализовывать на практике эффективную методику экспериментального исследования параметров и характеристик приборов, схем, устройств и установок электроники и наноэлектроники различного функционального назначения (ПК-2).

Процесс изучения и выполнения данных лабораторных работ направлен на формирование у студентов направления подготовки 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника» следующих компетенций:

– способность представлять адекватную современному уровню знаний научную картину мира на основе знания основных положений, законов и методов естественных наук и математики (ОПК-1);

– способность выявлять естественнонаучную сущность проблем, возникающих в ходе профессиональной деятельности, привлекать для их решения соответствующий физико-математический аппарат (ОПК-2);

– способность использовать основные приемы обработки и представления экспериментальных данных (ОПК-5).

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

«ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ»

1. Цель работы

Экспериментальное изучение температурной зависимости электропроводности аморфных полупроводников и установление механизмов электропереноса.

2. Теоретическая часть

Модели зонных диаграмм аморфных полупроводников

Со времен основополагающей работы Блоха известно, что в электронной структуре кристаллов есть общие закономерности. В кристаллических полупроводниках для энергетического распределения плотности электронных состояний $N(E)$ характерно наличие резких краев плотности состояний у потолка валентной зоны и дна зоны проводимости. Резкие края плотности состояний обуславливают наличие четко выраженной запрещенной зоны. Внутри разрешенных зон электронные состояния не локализованы, т.е. их волновые функции занимают весь объем системы. Элементы зонной структуры являются следствием идеального ближнего и дальнего порядка в кристалле.

В аморфном полупроводнике дальний порядок нарушен, тогда как ближний порядок, т.е. межатомные расстояния и углы между связями, изменен лишь незначительно, и понятие плотности состояний применимо и к нему.

Основываясь на теории локализации Андерсона, Мотт предположил, что флуктуации потенциала, обусловленные конфигурационным беспорядком в аморфных материалах, вызывают образование локализованных состояний, которые не захватывают все энергетические уровни в зоне, а формируют хвосты выше и ниже разрешенных зон. Далее Мотт постулировал, что существует резкая граница, разделяющая энергетические области распространенных (делокализованных, нелокализованных) и локализованных состояний. Такая граница около валентной зоны обозначается как E_v , а у зоны проводимости как E_c . Состояния называют локализованными в

том смысле, что электрон, введенный в некоторую область пространства, при нулевой температуре не может продиффундировать в другие области с такими же флуктуациями потенциала.

Имеется несколько моделей зонной диаграммы аморфного материала, но они в некоторой степени сводятся к одной, так как основаны на представлениях о локализации состояний в хвостах зон. Эти модели приведены на рисунке 1.1.

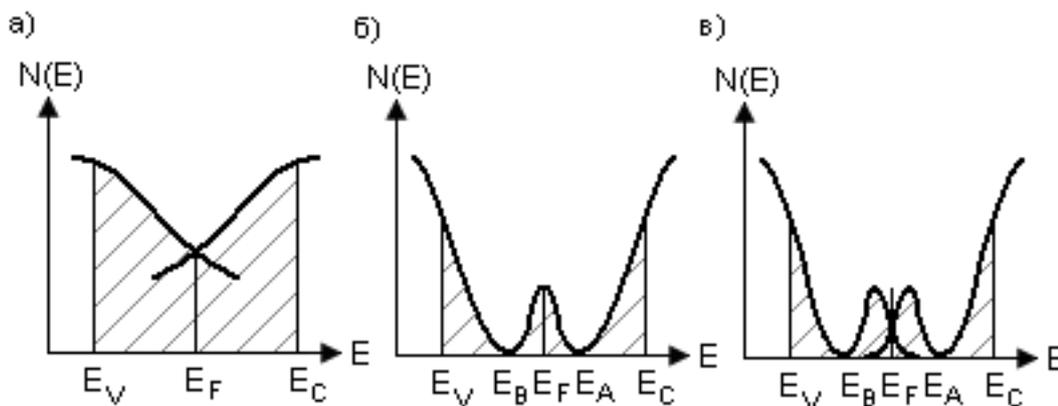


Рисунок 1.1 – Модели зонных диаграмм для аморфных полупроводников (заштрихованные области – области локализованных состояний):

- а) модель Коэна-Фрицше-Овшински (КФО); б) модель Мотта-Дэвиса;
в) модифицированная модель Мотта-Дэвиса

Коэн, Фрицше и Овшински разработали модель КФО – модель энергетических зон в халькогенидных стеклах, согласно которой хвосты плотности локализованных состояний, образованные из-за наличия хаотически распределенных нарушений периодичности в расположении атомов, распространяются настолько глубоко в запрещенную зону, что хвосты состояний, соответствующие обеим границам E_c и E_v , перекрываются в середине запрещенной зоны, образуя область с высокой плотностью локализованных состояний. Вследствие этого происходит перераспределение электронов, и появляются заполненные (отрицательно заряженные) состояния в хвосте у E_c и свободные (положительно заряженные) состояния – в хвосте, связанном с валентной зоной E_v . Эти процессы вызывают самокомпенсацию материала, в результате которой уровень Ферми занимает фиксированное положение вблизи се-

редины запрещенной зоны в значительном интервале температур. Модель КФО позволяет хорошо объяснить электрические свойства халькогенидных стекол. Однако аморфные халькогениды обладают высокой оптической прозрачностью за краем поглощения, имеющим резкую границу, что не согласуется с предположением о глубоком проникновении хвостов плотности состояний в запрещенную зону.

Согласно модели Мотта-Дэвиса, хвосты локализованных состояний являются более узкими и проникают в запрещенную зону на небольшую глубину, равную нескольким десятым долям электрон-вольта. Тогда энергии, соответствующие пересечению хвостов с осью E (т.е. $N(E) = 0$), обозначаются как E_B – для хвоста валентной зоны и E_A – для хвоста зоны проводимости (рисунок 1.1, б). Дефекты, свойственные неупорядоченным тетраэдрическим полупроводникам, такие, как ненасыщенные оборванные связи и вакансии, вызывают появление вблизи середины запрещенной зоны области флуктуационных уровней, которая может расщепляться на полосы, содержащие уровни либо донорного, либо акцепторного типа (модифицированная модель, рисунок 1.1, в), и уровень Ферми оказывается «привязан» к середине запрещенной зоны. На границах, разделяющих области делокализованных и локализованных состояний, подвижность носителей резко изменяется на несколько порядков величины, что позволяет ввести понятие «порогов подвижности» соответствующих граничным энергиям E_c и E_v . Интервал энергий, заключенный между E_c и E_v , называют «щелью подвижности» (или щелью для подвижности).

Следует отметить, что для большинства аморфных полупроводников не наблюдается монотонного уменьшения плотности локализованных состояний по мере удаления от краев подвижности, а в отдельных диапазонах энергий существуют отчетливо выраженные пики плотности состояний. Появление этих состояний связано с наличием дефектов, природу которых не всегда удается установить. Положение уровня Ферми в значительной степени зависит от характера распределения носителей заряда в локализованных состояниях.

Модель Мотта-Дэвиса хорошо описывает электрические, фотоэлектрические и оптические свойства пленок тетраэдрических аморфных полупроводников, таких, как кремний и германий. Причем «однопиковая» модель наиболее хорошо подходит

для слоев α -Si и α -Ge, полученных ионным облучением кристаллических полупроводников, а «двухпиковая», модифицированная модель, позволяет объяснить особенности физических свойств гидрогенизированного аморфного кремния (α -Si:H).

Поскольку для рассмотренных моделей уровень Ферми E_F располагается вблизи середины запрещенной зоны, т.е. достаточно далеко от границы E_c , разделяющей распространённые и локализованные состояния, то для описания заполнения состояния можно использовать статистику Больцмана:

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right). \quad (1.1)$$

Механизмы электропереноса в аморфных полупроводниках

Согласно модели Мотта-Дэвиса, в аморфных полупроводниках реализуются три механизма проводимости, относительное влияние которых на полную проводимость не одинаково при различных температурах.

При очень низких температурах проводимость обусловлена термически активированным прыжковым переносом носителей заряда между локализованными состояниями вблизи уровня Ферми. В области промежуточных температур носители переходят в локализованные состояния, содержащиеся в хвостах зон, и электроперенос здесь также осуществляется за счет прыжкового механизма. При высоких температурах имеет место проводимость по делокализованным состояниям носителями, активированными в зону этих состояний.

Рассмотрим проводимость в зоне делокализованных состояний. При отсутствии вырождения и в предположении постоянства плотности состояний и подвижности в зоне проводимости удельную проводимость, осуществляемую электронами, возбужденными выше края подвижности E_c , можно представить в виде:

$$\sigma = qN(E_c)kT\mu_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right), \quad (1.2)$$

где μ_c – среднее значение подвижности;

$N(E_c)$ – плотность состояний в зоне проводимости.

Согласно результатам Мотта, подвижность носителей равна:

$$\mu_c = 0,78qa^2 \cdot \frac{B}{\hbar}, \quad (1.3)$$

где a – расстояние между атомами;

B – ширина зоны делокализованных состояний.

Если $a = 0,2$ нм и $B = 5$ эВ, то при комнатной температуре $\mu_c = 10$ см²/(В·с). При такой подвижности средняя длина свободного пробега электронов сравнима с межатомным расстоянием.

Полагая, что перемещение электронов в зоне делокализованных состояний носит характер броуновского движения, и, используя соотношение Эйнштейна, Коэн получил следующее выражение для их подвижности:

$$\mu_c = \frac{1}{6} \cdot \frac{qa^2}{kT} \nu = \frac{qD}{kT}, \quad (1.4)$$

где ν – частота переходов;

D – коэффициент диффузии носителей, записываемый в виде:

$$D = \frac{1}{6} a^2 \nu. \quad (1.5)$$

Следует отметить, что величина μ_c , определяемая с помощью уравнений (1.3) и (1.4), имеет температурную зависимость одного и того же вида. Она изменяется пропорционально $1/kT$. Тогда для удельной проводимости справедливо соотношение:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right). \quad (1.6)$$

Если предположить, что величина $(E_c - E_F)$ является линейной функцией температуры:

$$(E_c - E_F) = E(0) - \gamma T, \quad (1.7)$$

где $E(0)$ – значение $(E_c - E_F)$ при $T = 0$ К, то верно выражение:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{\gamma}{k}\right) \exp\left(-\frac{E(0)}{kT}\right) = C_0 \exp\left(-\frac{E(0)}{kT}\right). \quad (1.8)$$

где

$$C_0 = qN(E_c)kT\mu_c \exp\left(\frac{\gamma}{k}\right). \quad (1.9)$$

У многих тетраэдрических аморфных полупроводников $\sigma_0 = (10 \div 10^3) \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, типичные значения температурного коэффициента γ лежат в пределах $(2 \div 4) \cdot 10^4 \text{ эВ/К}$.

Хиндли и Фридман, исходя из модели «случайных фаз», получили следующее выражение для статической удельной проводимости в зоне делокализованных состояний:

$$\sigma = \frac{2\pi q^2}{3\hbar} Z^{-6} J^2 (N(E_C))^2 \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right), \quad (1.10)$$

где Z – координационное число;

J – обменный интеграл.

Если уравнение (1.9) представить в виде (1.6), то подвижность носителей заряда уменьшается с ростом температуры пропорционально T^{-1} :

$$\mu_C = \frac{2\pi q a^2}{3\hbar} J^3 N(E_C). \quad (1.11)$$

Теперь рассмотрим проводимость по локализованным состояниям в хвостах энергетических зон.

Если волновые функции электронов локализованы, то $\sigma(E) = 0$ и перенос носителей заряда может осуществляться только за счет термически активированного прыжкового механизма. Каждый раз, когда электрон переходит из одного локализованного состояния в другое, он обменивается энергией с фононом. Для подвижности носителей μ_h в случае прыжковой проводимости справедливо активационное соотношение:

$$\mu_h = \mu_0 \exp\left(-\frac{W(E)}{kT}\right), \quad (1.12)$$

где $W(E)$ – энергия активации прыжка электрона. Предэкспоненциальный множитель μ_0 имеет вид:

$$\mu_0 = \frac{1}{6} v_{ph} \frac{qR^2}{kT}, \quad (1.13)$$

где v_{ph} – частота фононов;

R – длина прыжка.

Подставив в соотношение (1.13) типичные значения $v_{ph} = 10^{13}$ Гц и $W = kT$, получим значение подвижности носителей при комнатной температуре $\mu_h \sim 10^{-2}$ см²/(В·с), т. е. в случае прыжковой проводимости по локализованным состояниям в хвосте зоны подвижность на два порядка меньше величины μ_c .

Проводимость, которая определяется интегралом по всем доступным энергетическим состояниям, будет зависеть от энергетического распределения плотности локализованных состояний. Если предположить, что распределение плотности состояний $N(E)$ пропорционально энергии E в некоторой степени S :

$$N(E) = \frac{N(E_C)}{\Delta E^S} (E - E_A)^S, \quad (1.14)$$

где $\Delta E = E_C - E_A$, то прыжковая проводимость легко рассчитывается по следующей формуле:

$$\sigma_h = \sigma_{0h} \left(\frac{kT}{\Delta E} \right)^S C \exp\left(-\frac{E_A - E_F + W}{kT} \right), \quad (1.15)$$

где

$$\sigma_{0h} = \frac{1}{6} v_{ph} q^2 R^2 N(E_C),$$

$$C = S! - \left(\frac{\Delta E}{kT} \right)^S \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT} \right) \left[1 + S \left(\frac{kT}{\Delta E} \right) + S(S-1) \left(\frac{kT}{\Delta E} \right)^2 + \dots \right],$$

где W – разность энергий, соответствующих начальному и конечному состояниям при прыжковом переходе.

При линейном распределении плотности состояний по энергиям ($S = 1$) в хвосте уравнение для удельной проводимости принимает вид:

$$\sigma_h = \sigma_{0h} \left(\frac{kT}{\Delta E} \right) C_1 \exp\left(-\frac{E_A - E_F + W}{kT} \right), \quad (1.16)$$

где

$$C_1 = 1 - \left(1 + \left(\frac{\Delta E}{T} \right) \right) \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT} \right).$$

Далее рассмотрим проводимость по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми.

Полагают, что переход электронов из одного локализованного состояния в другое происходит за счет стимулируемых фононами процессов туннелирования. Этот механизм проводимости аналогичен примесной проводимости в сильно легированных и компенсированных полупроводниках при низких температурах. Оценка температурной зависимости прыжковой проводимости вблизи уровня Ферми была выполнена Моттом.

Если разность энергий, отвечающих этим состояниям, равна W , то вероятность прыжкового перехода можно представить в виде:

$$p = v_{ph} \exp\left(-2\alpha R - \frac{W}{kT}\right), \quad (1.17)$$

где R – длина прыжка (при высоких температурах эта величина равна расстоянию между атомами), а параметр α характеризует размер локализации волновой функции электрона (радиус локализации).

С учетом соотношения Эйнштейна при $D = pR^2/6$ можно получить следующее выражение для удельной проводимости:

$$\sigma = \frac{1}{6} q^2 p R^2 N(E_F), \quad (1.18)$$

где $N(E_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми;

$N(E_F) \cdot kT$ – число электронов, дающих вклад в проводимость.

После подстановки величины p из уравнения (1.17) в (1.18) получаем:

$$\sigma = \frac{1}{6} q^2 R^2 v_{ph} N(E_F) \exp(-2\alpha R) \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (1.19)$$

где

$$W = \frac{3}{4\pi R^3 N(E_F)}.$$

В предельном случае, при очень низких температурах, число и энергия фононов, равно как и вероятность переходов, требующих участия фононов высоких энергий, уменьшаются. Носители заряда, «выбирая» энергетически выгодные состояния, вынуждены совершать прыжки на большие расстояния, позволяющие попасть на узлы, лежащие ближе по энергии, нежели ближайшие соседи. Этот механизм носит название «проводимости с переменной длиной прыжка». Для переходов на соседние

состояния значения величины $\exp(-2\alpha R)$ и $\exp(-W/kT)$ не максимальны. Наиболее характерная длина прыжка равна:

$$R = \left(\frac{9}{8\pi a N(E_F) kT} \right)^{1/4}. \quad (1.20)$$

Вероятность переходов определяется соотношением:

$$p = v_{ph} \exp\left(-\frac{A}{T^{1/4}}\right), \quad (1.21)$$

где

$$A = 2,1 \left(\frac{\alpha^3}{kN(E_F)} \right)^{1/4}.$$

Температурную зависимость удельной проводимости можно теперь представить в виде:

$$\sigma = \frac{1}{6} q^2 R^2 v_{ph} N(E_F) \exp\left(-\frac{A}{T^{1/4}}\right) \quad (1.22)$$

или

$$\sigma = \sigma_0(T) \exp\left(-\frac{A}{T^{1/4}}\right), \quad (1.23)$$

где

$$\sigma_0(T) = \frac{q^2 v_{ph}}{2(8\pi)^{1/2}} \cdot \left(\frac{N(E_F)}{\alpha kT} \right)^{1/2}.$$

Следует отметить, что при анализе проводимости с переменной длиной прыжка Мотт исходил из нескольких упрощающих предположений и не учитывал энергетической зависимости плотности состояний вблизи уровня Ферми E_F , корреляционных эффектов при туннелировании носителя, многофононных процессов и электрон-фононного взаимодействия. Несмотря на то, что зависимость $\ln(\sigma) \sim T^{1/4}$ многократно подтверждена экспериментально, величина $N(E_F)$, определяемая из уравнения для $\sigma_0(T)$, имеет чрезмерно высокие значения. Несколькими годами позже показано, что на результаты теоретического описания процесса проводимости с переменной длиной прыжка существенное влияние оказывает конкретный вид функции распределения плотности состояний энергиям.

Температурная зависимость электропроводности

В зависимости от величины и профиля плотности локализованных стояний в запрещенной зоне аморфного полупроводника могут наблюдаться не все механизмы проводимости. Кроме того, существующие механизмы электропереноса дают разный вклад в общую проводимость аморфного полупроводника при различных температурах. Таким образом, в общем случае и в большом диапазоне температур зависимость $\sigma(T)$ может быть представлена в виде:

$$\sigma(T) = \sum_{i=1}^3 \sigma_{0i} \exp\left(-\frac{\Delta E_i}{kT}\right) + \sigma_{04} T^\delta \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^\beta, \quad (1.24)$$

где член с $i = 1$ соответствует проводимости по распространенным состояниям, описываемой (1.6); слагаемое с $i = 2$ – прыжковая проводимость по локализованным состояниям в хвостах зон (1.15); при $i = 3$ – прыжковая проводимость по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с постоянной энергией активации (1.19).

Последнее слагаемое правой части уравнения (1.24) соответствует переносу по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с переменной длиной прыжка (1.23).

В принятых здесь обозначениях температурная зависимость может быть представлена в виде, как показано на рисунке 1.2.

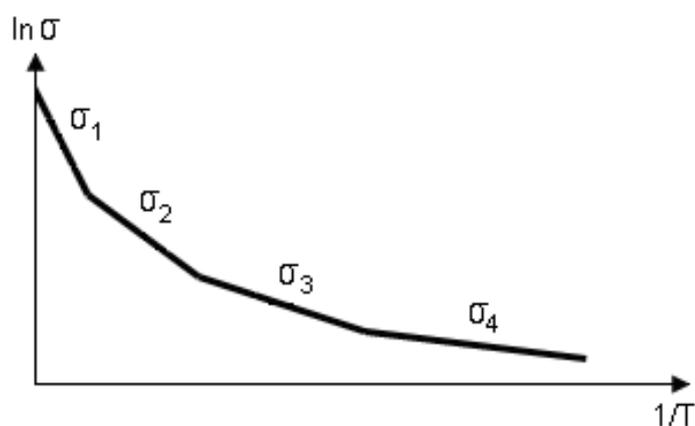


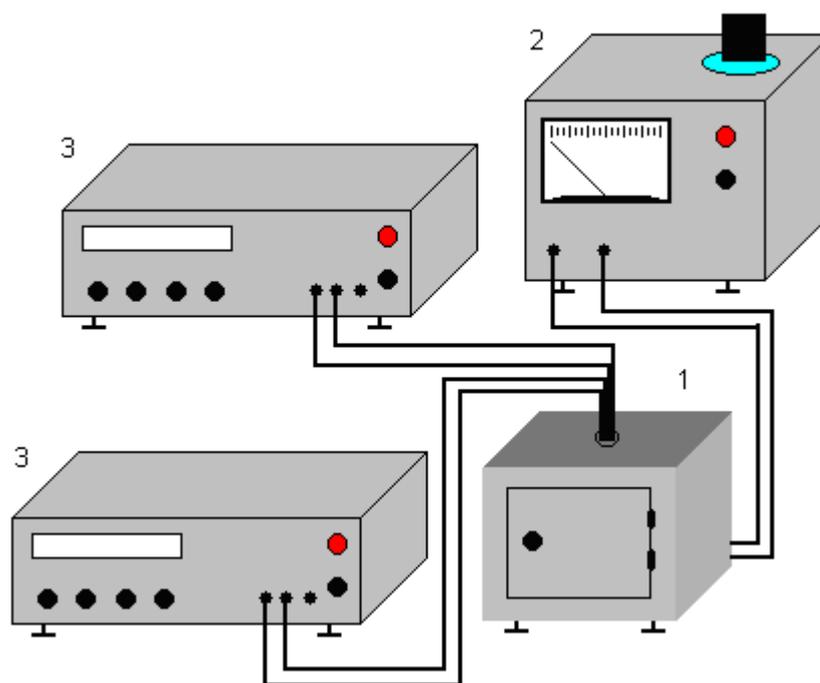
Рисунок 1.2 – Общий вид температурной зависимости проводимости аморфного полупроводника в координатах Аррениуса

В координатах Аррениуса $\ln(\sigma) = f(1/T)$ для механизмов с $i = 1, 2, 3$ – выполняются линейные законы, а параметры электропереноса σ_{0i} , ΔE_i могут быть определены графически.

3. Методика измерений

Для измерения электропроводности и ее температурной зависимости используют образец размером не более 7x20 мм, представляющий собой пленку, нанесенную на диэлектрическую подложку (ситалл, поликор или плавленый кварц).

Схема экспериментальной установки для исследования температурной зависимости электропроводности представлена на рисунке 1.3.



1 – печь; 2 – источник питания; 3 – цифровой вольтметр

Рисунок 1.3 – Схема экспериментальной установки для измерения

Методика измерения заключается в следующем: к образцу, помещенному на нагревательный элемент (печь) подключаются электроды, выводы от которых идут к измерителю сопротивления. При включении печи происходит нагрев образца. Температура образца регистрируется с помощью цифрового вольтметра, подключенного к хромель-алюмелевой термопаре. В результате нагрева образца изменяется сопро-

тивление резистивной пленки, значение которого записывается при изменении температуры на каждые десять градусов.

4. Задание на работу

1. Измерить и построить температурную зависимость электропроводности образцов.
2. Построить зависимость $\ln(\sigma) = f(1/T)$.
3. Рассчитать и построить температурную зависимость среднего значения подвижности носителей заряда.
4. Рассчитать и построить температурную зависимость подвижности носителей заряда в случае прыжковой проводимости.
5. Сделать выводы по работе.

5. Контрольные вопросы

1. Андерсоновская локализация. Радиус локализации. Степенная локализация.
2. Особенности структуры аморфных материалов.
3. Электронные состояния в энергетических зонах.
4. Электронные состояния в области зонных хвостов.
5. Электронные состояния в щели проводимости.
6. Температурная зависимость прыжковой проводимости.
7. Бесфононная проводимость. Прыжки переменной длины.
8. Основные механизмы переноса заряда в аморфных материалах.
9. Особенности температурной зависимости электропроводности аморфных материалов.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

«ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ ПОПЕРЕЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ»

1. Цель работы

Определение частоты колебаний поперечных оптических фононов, путем исследования упругой ионной поляризации твердых диэлектриков.

2. Теоретическая часть

Как известно из физики твердого тела, в кристаллах существует несколько типов фононов: оптические и акустические, продольные и поперечные. Для всех фононов уравнение, связывающее частоту ω и волновое число k , имеет вид:

$$\omega^4 - 2\beta \frac{M+m}{M \cdot m} \omega^2 + 4\beta \frac{\sin^2 ka}{M \cdot m} = 0. \quad (2.1)$$

Уравнение имеет два корня:

$$\omega_0 = \sqrt{2\beta \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m} \right)} \text{ — оптическая ветвь;}$$

$$\omega_A = a\beta \sqrt{\frac{2\beta}{M+m}} k \text{ — акустическая ветвь,}$$

где $\beta = C/a$ — силовая постоянная, связанная с жесткостью кристалла C .

Можно показать, что в коллективе из $n \cdot N$ атомов (где n — число атомов в базисе, N — число элементарных ячеек во всем кристалле) может существовать N продольных акустических колебаний, $2N$ поперечных акустических колебаний, $(n-1)N$ продольных оптических колебаний, $2(n-1)N$ поперечных оптических колебаний. На рисунке 2.1 приведена дисперсионная кривая для двух важных направлений в k -пространстве для кристалла алмаза. Алмаз, у которого примитивная ячейка содержит два атома углерода, имеет шесть фононных ветвей: одну продольную акустическую LA, одну продольную оптическую LO, две поперечных акустических ТА, две поперечных оптических ТО.

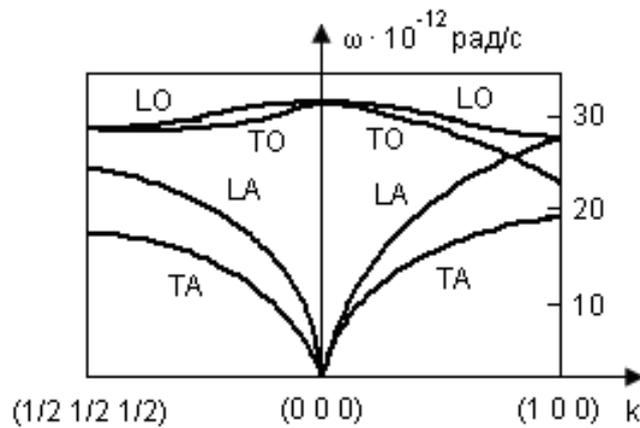


Рисунок 2.1 – Дисперсионная кривая для кристаллов со структурой алмаза

Известно, что взаимосвязь между макроскопическими и микроскопическими параметрами поляризации устанавливается с помощью уравнения Клаузиуса-Мосоти:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{1}{3\varepsilon_0} n\alpha, \quad (2.2)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость кристалла;

α – поляризуемость частиц;

n – концентрация частиц.

Если, следуя Борну, предположить, что в ионных кристаллах с небольшим значением диэлектрической проницаемости локальное поле равно среднему микроскопическому полю E и ионы в решетке связаны квазиупругими силами с коэффициентом упругости:

$$c = m\omega_0,$$

где ω_0 – частота поперечных оптических колебаний решетки;

m – приведенная масса ионов,

тогда упругая ионная поляризация может быть представлена в виде:

$$P = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_{II})nE, \quad (2.3)$$

где α_{II} – ионная поляризуемость;

α_1 и α_2 – электронные поляризуемости разноименных ионов.

Учитывая, что для электронной поляризации справедливо соотношение, являющееся следствием из теории Максвелла:

$$\varepsilon_{эл} = \tilde{n}^2,$$

где \tilde{n} – показатель преломления, тогда:

$$\varepsilon = \tilde{n}^2 + \frac{n\alpha_{II}}{\varepsilon_0}, \quad (2.4)$$

где

$$\tilde{n}^2 = 1 + (\alpha_1 + \alpha_2) \frac{n}{\varepsilon_0}.$$

Если ввести атомные веса ионов:

$$M_1 = m_1 N_0,$$

$$M_2 = m_2 N_0,$$

где N_0 – число Авогадро.

m_1 и m_2 – масса ионов, и учитывая, что

$$n = \rho \frac{N_0}{M_1 + M_2},$$

где ρ – плотность материала, получим формулу Борна:

$$\varepsilon = \tilde{n}^2 + \frac{q^2}{\varepsilon_0^2 \omega_0} \cdot \frac{N_0 \rho}{M_1 M_2}. \quad (2.5)$$

3. Порядок выполнения работы

Перед началом выполнения экспериментальной части необходимо внимательно изучить настоящее описание работы и ответить на контрольные вопросы.

Ознакомиться с экспериментальной установкой на принципиальной схеме и на макете.

Порядок работы:

1. Включить измеритель добротности (куметр) Е9-4, дать ему прогреться в течение 15 минут.
2. Получить у преподавателя исследуемые образцы диэлектрика.
3. Подключить к измерителю добротности Е9-4 ячейку ЭС-1Т. Вращением барабана замкнуть электроды и установить стрелки индикатора ячейки в нулевое положение. Установить в ячейку исследуемый образец, записав при этом показания стрелочного индикатора H_I .

4. Подключить катушку индуктивности № 2.
5. Установить рабочую частоту куметра 250 кГц.
6. Ручку «Режимы» установить в положение «Уст. нуля». Ручками «Нуль уровня» и «Нуль Q» установить стрелки приборов на нуль.
7. Перевести ручку «Режимы» в положение «Калибровка». Ручкой «Уровень» установить стрелку прибора «Уровень» на красную отметку.
8. Перевести ручку «Режимы» в положение «Измерение».
9. Вращая ручку «Емкость пФ», добиться максимального отклонения стрелки прибора «Q». Записать значение добротности.
10. Убрать образец из измерительной ячейки и вращением барабана ячейки вновь добиться максимального отклонения стрелки прибора «Q», записав при этом показания на стрелочном индикаторе H_2 и значение добротности.
11. Установить рабочую частоту куметра 350 кГц и повторить п.п. 6 – 10.
12. Подключить катушку индуктивности № 3.
13. Повторить п.п. 5 – 10 для рабочих частот 600, 700 и 800 кГц.
14. По полученным данным построить необходимые зависимости в соответствии с заданием на работу.

4. Задание на работу

1. По формуле $\varepsilon = H_1 / H_2$ найти диэлектрическую проницаемость исследуемых образцов для всех рабочих частот.

Рассчитать тангенс угла диэлектрических потерь по формуле $\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2}$.

2. Рассчитать частоту поперечных оптических фононов для исследуемых образцов при всех рабочих частотах.
3. Построить частотную зависимость диэлектрической проницаемости исследуемых образцов.
4. Построить частотную зависимость тангенса диэлектрических потерь исследуемых образцов.
5. Сделать выводы по результатам выполненной работы.

5. Контрольные вопросы

1. Что такое фононы?
2. Что такое поляризация диэлектриков?
3. Типы поляризации.
4. Электронная упругая поляризация.
5. Ионная упругая поляризация.
6. Методы измерения диэлектрической проницаемости.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

«ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ»

1. Цель работы

Исследовать температурной зависимости электрофизических параметров поликристаллических марганец-цинковых ферромагнетиков.

2. Теоретическая часть

Физические величины, описывающие магнитное поле в веществе и характеристики магнетиков

Всякое вещество является магнетиком, то есть способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться). Для объяснения намагничивания тел Ампер предложил, что в молекулах вещества циркулируют круговые токи, которые обладают магнитным моментом и создают в окружающем пространстве магнитное поле.

В отсутствие внешнего поля ($H = 0$) молекулярные токи ориентированы хаотично, вследствие чего обусловленный ими результирующий магнитный момент равен нулю ($\sum P_{mi} = 0$). Под действием поля магнитные моменты молекул приобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, вследствие чего суммарный магнитный момент вещества становится отличным от нуля – вещество намагничивается.

Намагниченность магнетика принято характеризовать магнитным моментом единицы объема. Эту величину называют вектором намагничивания (или намагниченности):

$$\vec{J} = \frac{\sum_{i=1} \vec{P}_{mi}}{\Delta V} \quad (\text{суммирование производится по объему } \Delta V).$$

Величина вектора намагничивания зависит от намагничивающего поля и может быть выражена следующим соотношением:

$$\vec{J} = \chi_m \cdot \vec{H}, \quad (3.1)$$

где χ_m – магнитная восприимчивость – величина, зависящая от природы вещества.

Таким образом, для описания магнитного поля магнетика пользуются тремя векторами: вектором намагничения (\vec{J}), вектором напряженности поля (\vec{H}) и вектором магнитной индукции (\vec{B}). Они взаимосвязаны следующим образом:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}), \quad (3.2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная,

или с учетом (1)

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \chi_m \cdot \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H}. \quad (3.3)$$

Величина $(1 + \chi_m)$ называется относительной магнитной проницаемостью вещества и обозначается μ . Таким образом, в изотропных средах:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (3.4)$$

Магнитная восприимчивость χ_m бывает как положительной, так и отрицательной. Поэтому магнитная проницаемость μ может быть как больше, так и меньше единицы. В зависимости от знака и величины магнитной восприимчивости все магнетики подразделяются на три группы:

- 1) диамагнетики, у которых $\chi_m < 0$ и мала по абсолютной величине ($\sim 10^{-6}$);
- 2) парамагнетики, у которых $\chi_m > 0$ и тоже мала ($\sim 10^{-5} - 10^{-3}$);
- 3) ферромагнетики, у которых $\chi_m \gg 0$ и достигает очень больших значений ($\sim 10^2 - 10^5$).

Кроме того, в отличие от диа- и парамагнетиков, для которых χ_m не зависит от H , магнитная восприимчивость ферромагнетиков является функцией напряженности магнитного поля.

Таким образом, в изотропных веществах вектор намагниченности может как совпадать по направлению с H (пара- и ферромагнетики), так и быть направленным в противоположную сторону (диамагнетики). Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура T_K , при которой области спонтанного намагничивания распадаются и вещество утрачивает ферромагнитные свойства (становится обычным парамагнетиком). Эта температура называется точкой Кюри.

Точка Кюри – это температура T_K , выше которой намагниченность каждого домена ферромагнетика равна нулю (рисунок 3.1). Причина этого – разориентирующее тепловое движение молекул, в результате чего ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние.

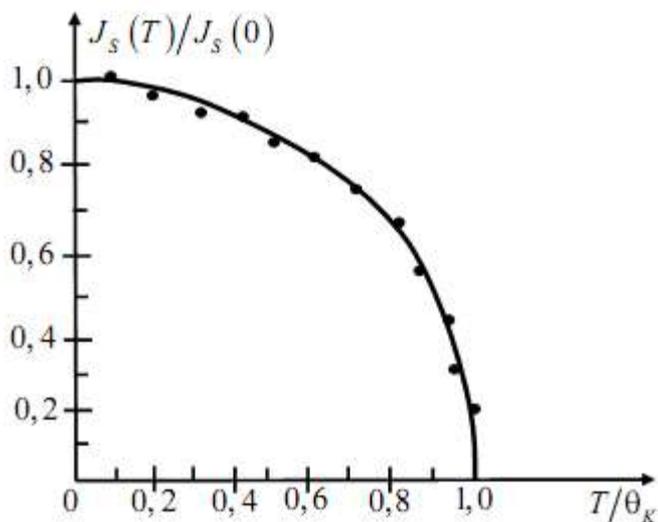


Рисунок 3.1 – Зависимость предельной намагниченности от температуры

По мере уменьшения температуры ферромагнетика от точки Кюри T_K его намагниченность J возрастает, так как магнитные моменты его молекул в пределах каждого домена стремятся выстроиться параллельно друг другу. При достаточно низких температурах магнитные моменты всех доменов устанавливаются вдоль внешнего магнитного поля: наступает магнитное насыщение, при котором намагниченность вещества J_S максимальна. Ее величина (магнитный момент единицы объема образца) равна сумме магнитных моментов молекул в этом объеме:

$$J_S = np_m, \quad (3.5)$$

где n – концентрация молекул ферромагнетика;

p_m – магнитный момент одной молекулы.

Строго говоря, полное насыщение, для которого справедлива формула (5), возможно только при термодинамической температуре $T = 0$ К. Соответствующую этой температуре величину $J_S(0)$ можно найти из связи магнитной индукции \vec{B} с намагниченностью вещества \vec{J} .

Согласно выражению (3.2) намагниченность насыщения при $T = 0$ К:

$$J_s(0) = \frac{1}{\mu_0} B_s(0) - H_s(0). \quad (3.6)$$

Так как $H_s(0) \ll \frac{1}{\mu_0} B_s(0)$, то

$$J_s(0) \approx \frac{1}{\mu_0} B_s(0). \quad (3.7)$$

Индекс «s» означает, что величины относятся к состоянию насыщения ферромагнетика. Магнитную индукцию насыщения $B_s(0)$ можно найти экстраполяцией графика ее температурной зависимости $B_s=f(T)$ в область абсолютного нуля температуры.

Электропроводность поликристаллических ферритов

Марганец-цинковые ферриты представляют собой электронные полупроводники с низкой подвижностью носителей. В зависимости от состава феррита роль донорных центров играют двухвалентные ионы железа $[Fe^{2+}]$ находящиеся в октаэдрических позициях решетки. Предполагается, что их электропроводность обусловлена прыжками электронов по уровням локализации за счет электрон-фононного взаимодействия и определяется выражением

$$\sigma = q^2 \mu_n N \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (3.8)$$

где N – концентрация донорных центров $[Fe^{2+}]$;

E_a – энергия их активации.

В данном случае подвижность носителей заряда можно определить как:

$$\mu_n = \frac{r^2}{kT} \nu, \quad (3.9)$$

где r – длина прыжка (0,3 нм) – расстояние между октаэдрическими позициями;

$\nu = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ – характеристическая частота фононов.

Особенностью прыжковой проводимости является ее зависимость от частоты измерительного сигнала. Эту зависимость можно учесть с помощью формулы Друде:

$$\sigma = q^2 N \frac{r^2}{kT} \nu \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \frac{\tau^2 \omega^2}{1 + \tau^2 \omega^2}, \quad (3.10)$$

где τ – время релаксации.

Магнитная проницаемость рассчитывается по формуле:

$$\mu = \frac{L \cdot l_{cp} \cdot 10^7}{4 \cdot \pi \cdot S \cdot n^2} = \frac{L \cdot d_{cp} \cdot 10^7}{4 \cdot S \cdot n^2}, \quad (3.11)$$

где L – индуктивность, Гн;

n – число витков;

l_{cp} – средняя длина магнитной силовой линии, м;

d_{cp} – средний диаметр образца, м;

S – сечение кольца, м².

В данной работе: $n = 44$ витка; $d_{внеш} = 30$ мм; $d_{внутр} = 20$ мм; толщина кольца $h = 6$ мм.

Величина активного сопротивления находится из формулы:

$$Q = \frac{\omega \cdot L}{R_c}. \quad (3.12)$$

Величина электропроводности находится из формулы:

$$\sigma = \frac{l_{cp}}{S \cdot R_c}. \quad (3.13)$$

3. Экспериментальная установка

Для выполнения данной работы применяется установка, состоящая из образца (ферритового кольца с измерительной обмоткой), измерителя LCR, нагревателя с источником питания и термопары.

4. Порядок выполнения работы

Перед началом выполнения экспериментальной части необходимо внимательно изучить настоящее описание работы и ответить на контрольные вопросы.

Ознакомиться с экспериментальной установкой.

Порядок работы:

1. Собрать установку.
2. Подать на нагреватель напряжение не более 30 В и ток порядка 3 А.

3. Измерения проводятся на трех частотах – 1; 10 и 100 кГц при измерительном напряжении 0,1 В на измерителе LCR.

4. Через каждые 10 градусов записывать значения индуктивности катушки и добротности. Возле точки Кюри, когда значение индуктивности начинает расти медленнее, данные следует записывать через каждые 5 градусов.

5. Повторить п.п. 3 – 4 до резкого уменьшения индуктивности и добротности, после чего зафиксировать еще 4 значения добротности и индуктивности.

6. По полученным данным построить необходимые зависимости в соответствии с заданием на работу.

5. Задание на работу

1. Рассчитать и построить температурную зависимость магнитной проницаемости для трех частот.

2. Определить температуру Кюри.

3. Рассчитать и построить зависимость $\ln(1/R_c) = f(1/T)$ для трех частот.

4. Определить энергию активацию прыжковой проводимости для трех частот.

5. Рассчитать и построить температурную зависимость электропроводности для трех частот.

6. Рассчитать и построить температурную зависимость концентрации донорных центров для трех частот.

7. Рассчитать и построить температурную зависимость времени релаксации для трех частот.

8. Сделать выводы по результатам выполненной работы.

6. Контрольные вопросы

1. Что такое точка Кюри?

2. Начертите и объясните схему установки.

3. Почему добротность образца уменьшается с ростом температуры?

4. Что такое энергия активации электропроводности?

5. Что такое прыжковая проводимость?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

«ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ»

1. Цель работы

Изучить методику экспериментального определения ширины запрещенной зоны полупроводников, энергии активации примеси и концентрации носителей заряда на основе температурной зависимости электропроводности.

2. Теоретическая часть

С точки зрения статистической физики свободные носители в полупроводнике рассматриваются как идеальный газ, подчиняющийся статистике Ферми-Дирака. Функция распределения Ферми-Дирака имеет вид:

$$f(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (4.1)$$

где E_F – уровень Ферми.

Эта функция выражает вероятность того, что состояние с энергией E занято электроном при температуре T .

Рассмотрим температурную зависимость электропроводности на примере электронного полупроводника с концентрацией доноров N_D , расположенных на глубине ΔE_D ниже зоны проводимости. Выберем в качестве начала отсчета дно зоны проводимости E_C , полагая $E_C = 0$. В отсутствие вырождения из условия электронейтральности следует, что уровень Ферми определяется выражением:

$$E_F = kT \ln \left[\frac{N_C}{2N_D} + \sqrt{\left(\frac{N_C}{2N_D}\right)^2 + \frac{N_C}{\beta N_D} \exp\left(\frac{\Delta E_D}{kT}\right)} \right], \quad (4.2)$$

где k – постоянная Больцмана;

T – температура;

N_C – эффективная плотность состояний в зоне проводимости:

$$N_C = 2 \left(\frac{m_n^* kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2},$$

где m_n^* – эффективная масса электрона;

\hbar – приведенная постоянная Планка;

$\beta = \frac{1}{2}$ – фактор вырождения донорного уровня.

Случай низких температур:

Условию низких температур соответствует неравенство:

$$\exp\left(\frac{\Delta E_D}{kT}\right) \geq \frac{N_C}{N_D}. \quad (4.3)$$

При этом условии из (4.2) находим:

$$E_F = \frac{\Delta E_D}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_C}{\beta N_D}\right). \quad (4.4)$$

Отсюда следует, что при $T = 0$ уровень Ферми расположен посередине между дном зоны проводимости и уровнем доноров. С ростом температуры при условии $N_C < \beta N_D$ уровень E_F вновь равен $\frac{\Delta E_D}{2}$. Этому состоянию соответствует концентрация электронов:

$$n = (\beta N_C N_D)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{2kT}\right). \quad (4.5)$$

Проводимость полупроводника равна:

$$\sigma_n = e\mu_n n = e\mu_n (\beta N_C N_D)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{2kT}\right).$$

Если пренебречь температурной зависимостью подвижности и плотности состояний N_C , то:

$$\sigma_n = \text{const} \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{2kT}\right). \quad (4.6)$$

Случай высоких температур:

При высоких температурах справедливо неравенство:

$$\exp\left(\frac{\Delta E_D}{kT}\right) \leq \frac{N_C}{N_D}.$$

Этому условию соответствует положение уровня E_F

$$E_F = kT \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad (4.7)$$

и концентрация электронов:

$$n = N_D.$$

Последнее условие означает, что все доноры ионизованы, и проводимость не зависит от температуры. Это состояние будет сохраняться до тех пор, пока температура не достигнет значения, при котором начнется переход электронов из валентной зоны. Когда концентрация электронно-дырочных пар будет больше N_D , уровень Ферми будет определяться выражением для собственного полупроводника:

$$E_F = \frac{\Delta E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right), \quad (4.8)$$

а концентрация электронов:

$$n = n_i = (N_C N_V)^{1/2} \exp \left(-\frac{\Delta E_g}{2kT} \right), \quad (4.9)$$

где ΔE_g – ширина запрещенной зоны;

m_p^* – эффективная масса дырок;

N_V – эффективная плотность состояний в валентной зоне:

$$N_V = 2 \left(\frac{m_p^* kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}.$$

Таким образом, при высоких температурах проводимость определяется:

$$\sigma_i = n_i e (\mu_n + \mu_p) = e (\mu_n + \mu_p) (N_C N_V)^{1/2} \exp \left(-\frac{\Delta E_g}{2kT} \right). \quad (4.10)$$

Пренебрегая слабой температурной зависимостью подвижностей и плотностей состояний, получим:

$$\sigma_i = \text{const} \exp \left(-\frac{\Delta E_g}{2kT} \right). \quad (4.11)$$

Логарифмируя выражения (4.6) и (4.11), получим:

$$\ln \sigma_n = \text{const} - \frac{\Delta E_D}{2kT}, \quad (4.12)$$

$$\ln \sigma_i = \text{const} - \frac{\Delta E_g}{2kT}. \quad (4.13)$$

Следовательно, зависимости $\ln \sigma_n \approx \frac{1}{T}$ и $\ln \sigma_i \approx \frac{1}{T}$ есть прямые линии с наклонами, которые определяют энергию активации доноров (уравнение (4.12)) и ширину запрещенной зоны (уравнение (4.13)). Из (4.12) и (4.13) находим:

$$\Delta E_D = 2k \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{\sigma_n(T_1)}{\sigma_n(T_2)}, \quad (4.14)$$

$$\Delta E_g = 2k \frac{T'_1 T'_2}{T'_1 - T'_2} \ln \frac{\sigma_i(T'_1)}{\sigma_i(T'_2)}, \quad (4.15)$$

Зависимость электропроводности от обратной температуры $\frac{1}{T}$ имеет вид, показанный на рисунке 4.1.

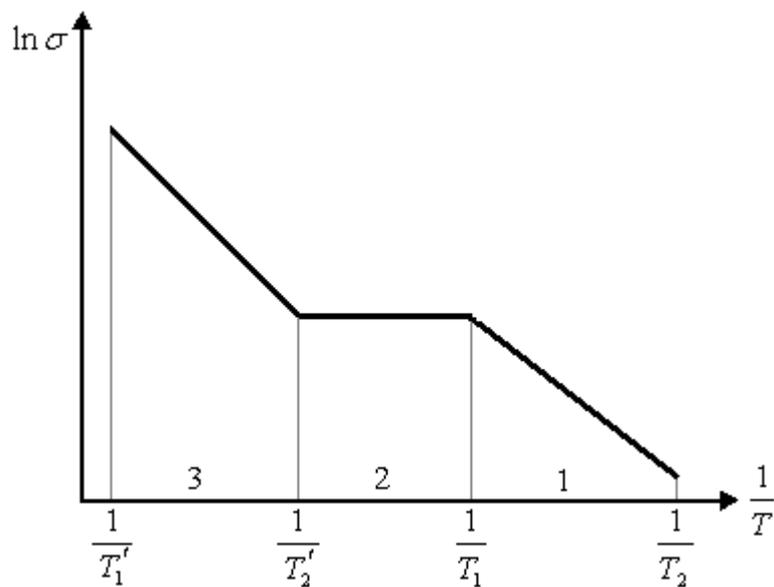


Рисунок 4.1 – Температурная зависимость электропроводности:

- 1 – участок примесной проводимости; 2 – участок истощения примесей;
- 3 – участок собственной проводимости

В (4.14) и (4.15) температуры T_1 , T_2 и T'_1 , T'_2 соответствуют двум произвольным (например, крайним) точкам температурного диапазона измерения электропроводности, как показано на рисунке 4.1.

3. Экспериментальная установка

Внешний вид и схема экспериментальной установки *3B Scientific Physyiscs* показаны на рисунке 4.2. Кристалл полупроводника помещается в печь, которая питается от сети через автотрансформатор.



Термокамера

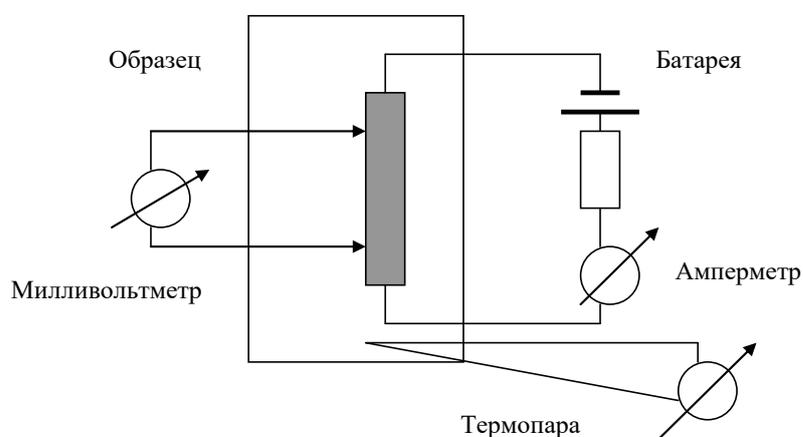


Рисунок 4.2 – Принципиальная схема установки

Через образец (рисунок 4.3) размером 20 x 10 x 1 мм от батареи пропускается ток I . При этом на образце появляется разность потенциалов U . Следовательно, проводимость равна

$$\sigma = \frac{I}{U} \cdot \frac{l}{S}, \quad (4.16)$$

где S – площадь поперечного сечения образца;

L – длина образца.

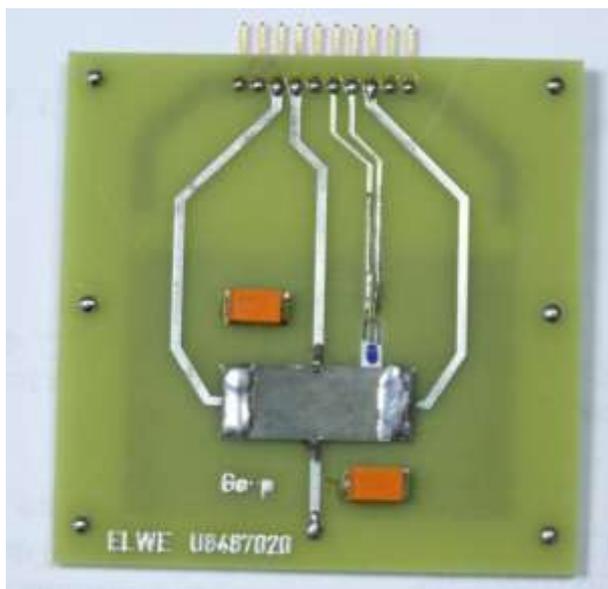


Рисунок 4.3 – Внешний вид исследуемого образца

4. Порядок выполнения работы

Перед началом выполнения экспериментальной части необходимо внимательно изучить настоящее описание работы и ответить на контрольные вопросы.

Ознакомиться с экспериментальной установкой на принципиальной схеме и на макете.

Порядок работы:

1. Включить блок U3300 в сеть и установить на нем напряжение 9 В, при этом должна загореться индикация на панели управления.
2. Нажать кнопку I_p и ручкой I_k установить измерительный ток в пределах 5 – 20 мА.
3. Нажать кнопку T_p и записать температуру образца.
4. Нажать кнопку U_H и удерживать её в течении 2 с, пока не загорится лампочка U_p . Записать падение напряжения на образце.
5. Ручкой OFF-170 С установить нагрев образца и, дождавшись повышения температуры на 5 градусов, повторить п.п. 3 – 4.
6. Измерения температуры проводить до 120 °С через 5 °С.

5. Задание на работу

1. Снять и построить зависимость электропроводности от температуры – $\sigma(T)$.
2. Построить зависимость $\ln\sigma\left(\frac{1}{T}\right)$.
3. Из построенных зависимостей определить энергию активации примеси.
4. Из построенных зависимостей определить ширину запрещенной зоны полупроводника.
5. Построить зависимость $n(T)$.
6. Сделать выводы по результатам выполненной работы.

6. Контрольные вопросы

1. Каков энергетический спектр электронов в полупроводнике?
2. Что такое эффективная плотность состояний?
3. Что характеризует уровень Ферми?
4. Каков физический смысл условия $n = N_D$ в электронном полупроводнике?
5. Изобразить графически температурную зависимость уровня Ферми в электронном, дырочном и собственном полупроводнике.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

«ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПО КРАЮ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ»

1. Цель работы

Изучение принципа работы спектрофотометра USB2000, определение спектра поглощения твердых тел в видимом диапазоне длин волн и определение ширины запрещенной зоны полупроводников.

2. Теоретическая часть

Оптические коэффициенты

Оптические явления включают в себя весьма широкий круг процессов, протекающих в кристаллах при их взаимодействии с электромагнитным излучением в оптическом диапазоне длин волн. Если на кристалл падает внешнее световое электромагнитное излучение, характеризуемое длиной волны λ и интенсивностью $I_0(\lambda)$, то исследуя интенсивность $I_R(\lambda)$ отраженного света или $I_T(\lambda)$ прошедшего через образец света, можно изучать процессы, происходящие в кристалле под действием падающего на него света. Для характеристики зависимостей $I_R(\lambda)$ и $I_T(\lambda)$ введены следующие оптические коэффициенты (рисунок 5.1).

Коэффициент отражения $R(\lambda)$, определяемый соотношением:

$$R(\lambda) = \frac{I_R(\lambda)}{I_0(\lambda)}, \quad (5.1)$$

характеризует долю отраженного от кристалла света и является величиной безразмерной, выражаемой часто в процентах.

Коэффициент пропускания $T(\lambda)$, определяемый соотношением:

$$T(\lambda) = \frac{I_T(\lambda)}{I_0(\lambda)}, \quad (5.2)$$

характеризует долю прошедшего через образец света и является величиной безразмерной, также выражаемой часто в процентах. Для нахождения величины интенсивности прошедшего через образец света $I_T(\lambda)$, необходимо знать, какая доля света

пройдет через освещаемую поверхность полупроводника (с учетом отражения от этой поверхности), какая доля света дойдет внутри образца до поверхности, противоположной освещаемой (с учетом поглощения света в объеме образца), и, наконец, какая доля света выйдет из образца (с учетом внутреннего отражения от поверхности, противоположной освещаемой).

Коэффициент поглощения $\alpha(\lambda)$, определяемый законом Бугера–Ламберта:

$$I_x(\lambda) = I_0(\lambda)(1-R)\exp(-\alpha x), \quad (5.3)$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{x} \operatorname{Ln} \left[\frac{I_0(\lambda)(1-R)}{I_x(\lambda)} \right], \quad (5.4)$$

характеризует интенсивность света, поглощенного в образце с единичной толщиной. Исходя из экспоненциального вида закона ослабления интенсивности света (5.3) на глубине x образца можно интерпретировать величину α как вероятность поглощения фотона на единице толщины образца, а величину α^{-1} как среднюю длину свободного пробега фотона в образце. Величина $(1-R)$ в соотношениях (5.3) и (5.4) характеризует долю света, прошедшего через освещаемую поверхность образца с учетом коэффициента отражения R . Коэффициент поглощения α имеет размерность обратной длины и измеряется в см^{-1} .

Для определения коэффициента поглощения нужно измерить интенсивности света, падающего на образец I_0 и прошедшего сквозь образец I_T . Для подсчета величины I_T с учетом соображений, приведенных выше, имеется формула:

$$I_T = T \cdot I_0 = \frac{I_0(1-R)^2 \exp(-\alpha x)}{1-R^2 \exp(-2\alpha x)}. \quad (5.5)$$

Пояснения к выводу формулы (5.5) можно найти на рисунке 5.1. Если αx велико, то вторым членом в знаменателе можно пренебречь и тогда:

$$I_T \approx I_0(1-R)^2 \exp(-\alpha x). \quad (5.6)$$

Получаем, что:

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{x} \operatorname{Ln} \left[\frac{I_0(1-R)^2}{I_T} \right]. \quad (5.7)$$

Если коэффициент R неизвестен, то можно найти α , измеряя пропускание двух образцов различной толщины x_1 и x_2 . Тогда:

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} \operatorname{Ln} \left(\frac{I_{T1}}{I_{T2}} \right). \quad (5.8)$$

Спектральные зависимости R , α от длины волны, от частоты или от энергии квантов падающего света называются соответственно спектрами отражения или спектрами поглощения света для данного полупроводника.

Так как и отражение, и поглощение света объясняются общими процессами взаимодействия света со средой кристалла, то коэффициенты отражения и поглощения света должны быть связаны между собой. Эта связь будет понятна, если мы введем комплексную диэлектрическую проницаемость и комплексный показатель преломления света:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2, \quad (5.9)$$

$$n = \tilde{n} - ik. \quad (5.10)$$

Комплексные величины ε и n , в отличие от обычных, характеризуют взаимодействие электромагнитной волны со средой кристалла, в которой частично поглощается световая энергия.

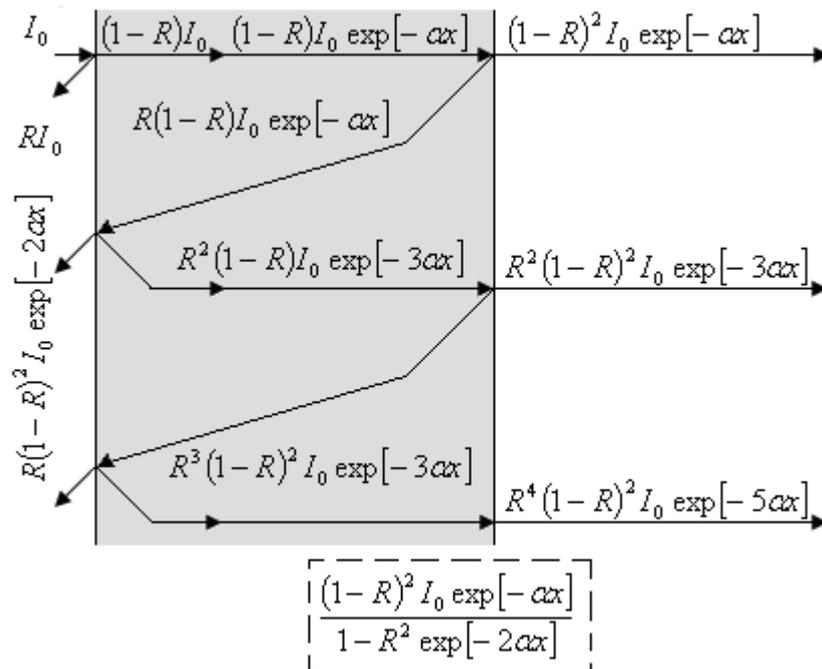


Рисунок 5.1 – Энергетические потоки в системе с многократным внешним и внутренним отражением

Показатель преломления определяется как отношение скорости света в вакууме к скорости света в среде кристалла, а именно:

$$n = c/V. \quad (5.11)$$

Величина k характеризует поглощение света средой кристалла и называется показателем поглощения, или коэффициентом экстинкции.

Величины k и α связаны между собой соотношением:

$$\alpha = \frac{2\omega k}{c} = \frac{4\pi\nu k}{c} = 4\pi k n. \quad (5.12)$$

Из общего курса физики известна связь диэлектрической проницаемости и показателя преломления n :

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \quad (5.13)$$

Коэффициент отражения R можно выразить через n и k :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (5.14)$$

Формула (5.14) непосредственно связывает коэффициенты отражения R и поглощения α , если подставить в неё выражение k из уравнения (5.12). Если поглощение весьма мало, то коэффициент отражения выражается классической зависимостью:

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \quad (5.15)$$

При больших значениях показателя преломления ($n \gg 1$) происходит почти полное отражение $R \approx 1$. Если наоборот, поглощение велико и $k \gg n$, то также $R \approx 1$ и происходит почти полное отражение. Именно этому второму случаю соответствует обычно наблюдаемый зеркальный блеск металлов и многих полупроводников, так как коэффициент поглощения этих материалов в видимой области спектра очень высокий ($\alpha > 10^4 \text{ см}^{-1}$).

Особенности спектральных зависимостей оптических коэффициентов $R(\lambda)$, $T(\lambda)$ и $\alpha(\lambda)$ в разных областях спектра объясняются различными механизмами взаимодействия световой волны со средой кристалла и главным образом различными механизмами поглощения энергии световой волны кристаллом. Поэтому теория оптических явлений развита применительно к анализу спектров поглощения света. Однако

при больших значениях коэффициента поглощения α , как это видно из формулы (5.6), значение интенсивности прошедшего света очень мало и для того, чтобы определить его требуются измерения на очень тонких образцах (достаточно указать, что для $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ приходится использовать образцы с толщиной $d = 10^{-4} \text{ см}^{-1} = 1 \text{ мкм}$). В этом случае растут экспериментальные погрешности как за счет ошибки измерения толщины образца, так и за счет увеличивающегося влияния качества обработки поверхности образца.

Основные механизмы поглощения света в полупроводниках

Пусть величина $\alpha_i(\omega)$ имеет смысл вероятности поглощения фотона с частотой ω на единице толщины образца при действии некоторого i -того механизма поглощения и все механизмы поглощения действуют независимо друг от друга, тогда полная вероятность поглощения будет выражаться следующим образом:

$$\alpha(\omega) = \sum_{i=1}^N \alpha_i(\omega). \quad (5.16)$$

Таким образом, в данном спектральном интервале следует учитывать механизмы поглощения, дающие наибольший вклад, т. е. имеющие наибольшее значение величины $\alpha_i(\omega)$. В различных спектральных интервалах можно выделить преобладающие механизмы поглощения.

Поскольку поглощение света связано с переходом энергии фотонов в другие виды энергии в кристаллах, то естественно классифицировать механизмы поглощения следующим образом:

- 1) собственное или фундаментальное поглощение, связанное с электронными переходами между разрешенными зонами энергии;
- 2) поглощение свободными носителями заряда, связанное с электронными (или дырочными) переходами внутри соответствующих разрешенных зон или между подзонами разрешенных зон;
- 3) примесное поглощение, связанное с электронными (или дырочными) переходами между разрешенными зонами и примесными уровнями в запрещенной зоне;
- 4) межпримесное поглощение, связанное с электронными (или дырочными) пе-

переходами между примесными состояниями в запрещенной зоне;

5) экситонное поглощение, связанное с созданием или распадом экситонных состояний;

6) фононное поглощение, связанное с поглощением энергии световой волны колебаниями атомов решетки и рождением в решетке при этом новых фононов;

7) плазменное поглощение, связанное с поглощением энергии световой волны электронно-дырочной плазмой и приводящее к переходу плазмы в более высокие квантованные состояния.

Следует отметить, что почти все механизмы оптического поглощения, связанные с различными электронными (или дырочными) переходами, сопровождаются поглощением или испусканием фононов. Необходимость участия фононов в процессах поглощения света, связанных с электронными (или дырочными) переходами, обусловлена требованием выполнения закона сохранения импульса. Это связано с тем, что большое изменение импульса электронов (или дырок) при некоторых переходах, не может быть вызвано обычно малыми импульсами поглощаемых в этих переходах фотонов и требует участия фононов, которые могут иметь достаточно большой импульс. Таким образом, в механизмах поглощения 1 – 5 мы часто имеем дело с комбинированным поглощением, в котором участвуют, как электроны и дырки, так и фононы.

Электронные переходы, соответствующие механизмам поглощения 1 – 5, изображены на рисунке 5.2. На рисунке электронные и дырочные переходы изображены в k -пространстве.

Собственное поглощение света показано переходами 1 и 1а. Переходы 1 идут без существенного изменения волнового вектора электронов, и поэтому такое поглощение получило название прямого собственного поглощения. Переходы 1а идут с существенным изменением волнового вектора электронов (это изменение в германии и кремнии должно составлять величину порядка размеров зоны Бриллюэна, т. е. $\Delta k \approx 10^8 \text{ см}^{-1}$), и поэтому такое поглощение получило название непрямого собственного поглощения. В непрямом собственном поглощении обязательно участвуют фононы. Из рассмотрения переходов 1 – 1а ясно, что собственное поглощение невоз-

можно при энергиях квантов $\hbar\omega_{\text{фотон}} < \Delta E_g$. Поэтому спектр собственного поглощения должен иметь спад, называемый краем собственного поглощения, в области частот фотонов $\omega \leq \Delta E_g/\hbar$.

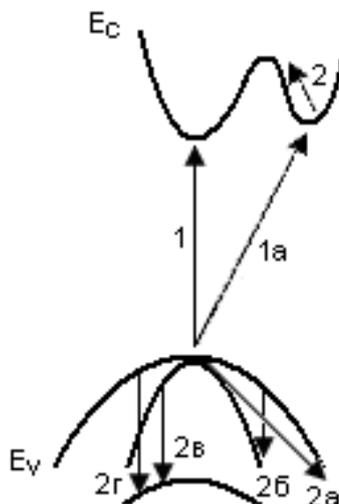


Рисунок 5.2 – Электронные переходы в k-пространстве при оптическом поглощении: 1 – прямое собственное поглощение; 1а – не прямое собственное поглощение; 2 и 2а – внутризонное поглощение свободными электронами и дырками; 2б, 2в и 2г – селективное поглощение свободными дырками

Переходы 2, 2а, 2б, 2в, 2г, показанные на рисунке 5.2, происходят при поглощении световой энергии свободными носителями заряда в разрешенных зонах. Внутризонные переходы 2 и 2а идут с изменением волнового вектора, что также требует участия фононов. Спектральная зависимость коэффициента поглощения для внутризонных переходов электронов и дырок имеет вид монотонной кривой и такое поглощение получило название неселективного (неизбирательного) поглощения свободными носителями. Селективное поглощение свободными носителями может идти без участия фононов и быть прямым. Исследования показывают, что вклад поглощения свободными носителями сильно возрастает в инфракрасной области спектра.

Собственное поглощение при прямых переходах

Если при поглощении полупроводником кванта излучения имеет место возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости, то такое поглощение называют собственным или фундаментальным. При изучении собственного поглощения полупроводника следует учитывать строение его энергетических зон. Известные в настоящее время полупроводники в соответствии с конфигурацией энергетических зон можно разделить на два основных вида. У первого из них минимум энергии в зоне проводимости, характеризуемый волновым вектором \dot{k}_{min} , и максимум энергии в валентной зоне, определяемый волновым вектором \dot{k}_{max} , расположены в одной и той же точке зоны Бриллюэна (обычно в точке $\dot{k} = 0$). Другими словами, у этих полупроводников $\dot{k}_{min} = \dot{k}_{max}$ (рисунок 5.2). В качестве примера полупроводника с таким построением зон можно указать антимонид индия.

У второго вида веществ экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся при различных \dot{k} , так что в этом случае $\dot{k}_{min} \neq \dot{k}_{max}$. К последнему типу веществ относится большинство полупроводников, в том числе германий и кремний.

Переходы электронов через запрещенную зону будут происходить прежде всего между энергетическими состояниями, соответствующими максимуму валентной зоны и минимуму зоны проводимости, т. е. при значениях квазиимпульса p или волнового вектора \dot{k} , близких к нулю, как это показано на рисунке 5.2.

При взаимодействии электронов с фотонами должны выполняться два закона: закон сохранения энергии и закон сохранения импульса. Если электрон до взаимодействия с фотоном, имеющим энергию $\hbar\omega$ и импульс $\hbar\dot{k}_\phi$, обладал энергией E и квазиимпульсом p , а после взаимодействия имел соответственно E' и p' , то эти законы запишутся в виде:

$$E' = E + \hbar\omega, \quad (5.17)$$

$$p' = p + \hbar\dot{k}'_\phi. \quad (5.18)$$

Импульс фотона $\hbar\dot{k}$ очень мал по сравнению с квазиимпульсом электрона, так как длина волны света λ_ϕ составляет $10^{-1} \div 10^{-5}$ см, а длина волны электрона в кристалле при энергии электрона, соответствующей 300 К, равна примерно $5 \cdot 10^{-7}$ см. В связи с этим импульсом фотона можно пренебречь, поэтому:

$$p' = p \quad (5.19)$$

$$k'' = k'. \quad (5.20)$$

Соотношение (5.19) или (5.20), называемое правилом отбора для электронных переходов, показывает, что в процессе взаимодействия электрона кристалла с полем излучения возможны только такие переходы, при которых волновой вектор электрона сохраняется. Эти переходы получили название вертикальных, или прямых, переходов.

Рассмотрим собственное поглощение при прямых межзонных переходах для полупроводника, у которого зона проводимости и валентная зона обладают сферической симметрией. Будем полагать, что валентная зона целиком занята электронами, а зона проводимости полностью свободна. Это условие справедливо для нелегированных полупроводников при 0 K .

Согласно рисунку 5.2 каждому начальному состоянию E в валентной зоне при поглощении кванта света с энергией $\hbar\omega$ отвечает такое конечное состояние E' в зоне проводимости, что выполняется выражение (5.17).

В случае зон сферической симметрии:

$$E'_n = E_C + \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_n^*}; \quad E'_p = E_V - \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_p^*}, \quad (5.21)$$

поэтому:

$$\hbar\omega - \Delta E_g = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_n^*}, \quad (5.22)$$

где m^* – приведенная масса электрона или дырки, определяемая соотношением:

$$1/m^* = 1/m_n^* + 1/m_p^*. \quad (5.23)$$

Коэффициент поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ обратно пропорционален длине свободного пробега фотона l_ϕ , которая в свою очередь определяется скоростью движения фотона v_ϕ и временем его свободного пробега τ_ϕ . Следовательно:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{l}{l_\phi} = \frac{l}{v_\phi \tau_\phi} = g(\hbar\omega) \frac{n}{c}, \quad (5.24)$$

где $g(\hbar\omega) = 1/\tau_\phi$ – вероятность поглощения фотона в единицу времени;

$v_\phi = c/n$ – скорость движения фотона в веществе;

n – показатель преломления вещества (действительная часть показателя);

c – скорость света в вакууме.

Количество поглощенных в единицу времени квантов света с энергией, лежащей в интервале от $\hbar\omega$ до $\hbar(\omega + d\omega)$, пропорционально вероятности перехода электронов $P(\hbar\omega)$, числу квантовых состояний в валентной зоне в интервале энергии $|dE|$:

$$g(\hbar\omega)d(\hbar\omega) = 2P(\hbar\omega)N(E)|dE|, \quad (5.25)$$

где коэффициент 2 учитывает два возможных направления поляризации света, N – плотность квантовых состояний в валентной зоне.

Поэтому:

$$g(\hbar\omega) = \frac{(2m^*)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} P(\hbar\omega) [\hbar\omega - \Delta E_g]^{1/2}. \quad (5.26)$$

Для прямых разрешенных переходов с сохранением квазиимпульса вероятность перехода $P(\hbar\omega)$ не зависит от энергии фотона. С учетом этого коэффициента собственного поглощения для прямых разрешенных переходов выражается формулой:

$$\begin{cases} \alpha = A(\hbar\omega - \Delta E_g)^{1/2}, & \hbar\omega > \Delta E_g, \\ \alpha = 0, & \hbar\omega < \Delta E_g \end{cases}, \quad (5.27)$$

где

$$A = \pi q^2 \frac{[2m_n^* m_p^* / (m_n^* + m_p^*)]^{3/2}}{\hbar^2 c m_n^* \varepsilon n}. \quad (5.28)$$

Соотношение (5.27) справедливо в ограниченном интервале изменения $(\hbar\omega - \Delta E_g)$. Как следует из рисунка 5.3, α^2 линейно зависит от $\hbar\omega$ в некотором интервале. Продолжение этой прямой до пересечения с осью абсцисс позволяет определить ширину запрещенной зоны ΔE_g для прямых разрешенных переходов.

Из (5.27) следует, что для прямых переходов не должно иметь место поглощение квантов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны. В силу этого край собственного поглощения со стороны длинных волн (или малых энергий) должен быть очень резким.

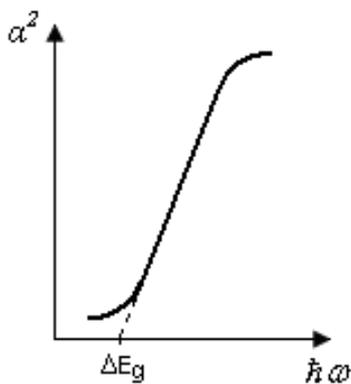


Рисунок 5.3 – Зависимость квадрата коэффициента поглощения при прямых разрешенных переходах

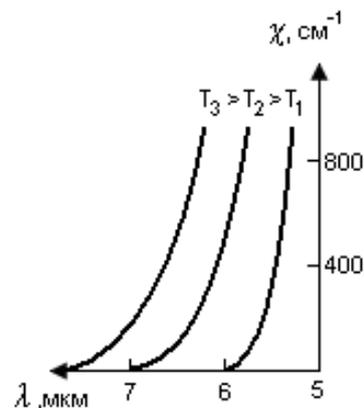


Рисунок 5.4 – Спектр собственного поглощения InS

Действительно, как следует из рисунка 5.4, у очень чистого монокристалла антимонида индия, имеющего непараболические зоны, наблюдается крутой рост поглощения.

Методика измерения собственного поглощения твердых тел

Коэффициент поглощения α рассчитывается по данным измерений прозрачности (коэффициента пропускания) образца:

$$T = (1 - R)^2 \frac{1 + (\lambda a / 4\pi n)^2}{\exp(\alpha d) - R^2 \exp(-\alpha d)}, \quad (5.29)$$

где n – показатель преломления материала, d – толщина пленки.

В области прозрачности от $(1-R)/(1+R)$ до 10% для пропускания получается более простая формула:

$$T = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d)}, \quad (5.30)$$

Когда $T < 10\%$, формула приобретает вид:

$$T = (1 - R)^2 \exp(-\alpha d), \quad (5.31)$$

откуда:

$$\alpha = \frac{1}{d} \text{Ln} \left(\frac{(1 - R)^2}{T} \right). \quad (5.32)$$

Для определения типа оптических переходов и ширины запрещенной зоны необходимо построить зависимость $\alpha^{1/2} = f(\hbar\omega)$ и $\alpha^2 = f(\hbar\omega)$. Спрямление одной из этих зависимостей укажет на тип оптического перехода, а экстраполяция прямой к $\alpha=0$ даст величину ΔE_g . Объектами исследований являются монокристаллы GaAs и Si. Измерения проводятся на спектрометре USB2000.

3. Экспериментальная установка USB2000

Для выполнения данной работы используется спектрометр USB2000 (рисунок 5.5).

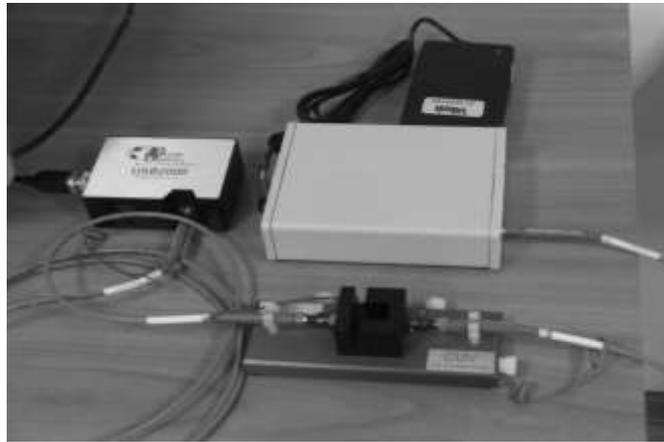


Рисунок 5.5 – Спектрометр USB2000

Спектрометр USB2000 служит для измерения коэффициента пропускания (T) исследуемого образца в зависимости от длины волны света (λ). Коэффициент пропускания измеряется в процентах и определяется следующим образом:

$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \cdot 100\%, \quad (5.33)$$

где $I_0(\lambda)$ – интенсивность потока монохроматического излучения, падающего на измеряемый образец;

$I(\lambda)$ – интенсивность потока излучения, прошедшего через измеряемый образец.

Рассмотрим принцип действия спектрометра. В монохроматический поток излучения (получаемой в оптической части прибора) на данной длине волны λ поочередно вводятся контрольный и измеряемый образцы. За контрольный образец при-

нимается воздух и чистая кварцевая подложка (на такие же подложки нанесены исследуемые пленки). При этом считается, что коэффициент пропускания контрольного образца равен 100%. После введения контрольного образца, стрелка измерительного прибора устанавливается на 100% регулировкой ширины щели спектрометра. Далее в поток излучения вводится измеряемый образец, и стрелка прибора отклоняется пропорционально изменению светового потока. Величина коэффициента пропускания отсчитывается по шкале, отградуированной в процентах пропускания.

4. Порядок выполнения работы

Перед началом выполнения экспериментальной части необходимо внимательно изучить настоящее описание работы и ответить на контрольные вопросы.

Ознакомиться с экспериментальной установкой на принципиальной схеме и на макете.

Порядок работы:

1. Снять спектральную зависимость коэффициента пропускания $T(\lambda)$ для полупроводникового образца в диапазоне длин волн 320 – 900 нм, причем в диапазоне 320 – 500 нм с шагом 20 нм, а от 500– 900 нм с шагом 10 нм. Построить зависимость $T(\lambda)$.

2. По краю поглощения на спектральной зависимости $T(\lambda)$ оценить ширину запрещенной зоны полупроводника.

3. Найти спектральную зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\lambda)$ в диапазоне длин волн 350 – 700 нм.

4. Построить зависимость $\alpha(\lambda)$ и экстраполируя линейную часть зависимости на ось длин волн по краю поглощения Урбаха, определить $\lambda(\text{граничная})$ поглощения и определить ширину запрещенной зоны полупроводника E_g .

5. Построить зависимость $\alpha^2(\lambda) = f(h\nu)$. Оценить наличие линейного участка и межзонного оптического перехода. Экстраполируя линейную зависимость на ось абсцисс при $\alpha^2(\lambda) = 0$ определить ширину запрещенной зоны полупроводника E_g .

6. Построить зависимость $\ln\alpha(\lambda)$ от $\ln(h\nu - E_g)$ и определить наклон линейной зависимости. По величине коэффициента наклона сделать вывод о разрешенном прямом или запрещенном оптическом переходе в полупроводнике.

5. Задание на работу

1. Ознакомиться с описанием лабораторной работы и ответить на контрольные вопросы.

2. Тщательно изучить инструкции и порядок работы на спектрометре USB2000.

3. Используя спектрометр USB2000, провести измерения зависимостей $T = f(\lambda)$ для образцов полупроводников.

4. Построить зависимости $(\alpha\hbar\omega)^{1/2} = f(\hbar\omega)$.

5. Из полученных графиков определить оптическую ширину запрещенной зоны (E_g) исследуемых образцов.

6. Сделать выводы по результатам выполненной работы.

6. Контрольные вопросы

1. В чем состоит закон Бугера-Ламберта?

2. Каков физический смысл коэффициента поглощения?

3. Виды оптического поглощения в полупроводниках.

4. Прямые переходы. Диаграмма взаимодействия и законы сохранения для прямых переходов.

5. Непрямые переходы. Диаграмма взаимодействия и законы сохранения для непрямых переходов.

6. Форма края собственного поглощения при прямых переходах.

7. Форма края собственного поглощения при непрямых переходах.

8. Как влияют экситоны на спектр поглощения полупроводника при непрямых переходах?

9. Как определить тип оптических переходов в полупроводнике?

10. Как из измерений пропускания рассчитать коэффициент поглощения?

ТРЕБОВАНИЯ К ОТЧЕТУ

1. Оформление отчета

Отчет по лабораторной работе оформляется в электронном виде согласно требованиям ОС ТУСУР 01-2013 «Работы студенческие по направлениям подготовки и специальностям технического профиля. Общие требования и правила оформления».

2. Содержание отчета

Обязательными элементами отчета являются:

1) титульный лист, содержащий название вуза, кафедры, название и номер лабораторной работы, наименование дисциплины, по которой выполнена работа, № группы и ФИО студентов, входящих в подгруппу, дату исполнения, ФИО преподавателя, год;

2) основная часть, к которой относятся цель работы, лабораторное задание, полученные по работе результаты, оформляемые в табличном, графическом или другом виде, ответы на контрольные вопросы;

3) выводы по результатам работы, которые являются важной частью отчета и подлежат защите.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Основная литература

1. Физика конденсированного состояния: учебное пособие для вузов / Ю. А. Байков, В. М. Кузнецов. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2011. – 294 с.

2. Дополнительная литература

1. Смирнов С. В. Физика твердого тела: учебное пособие. – Томск, ТГУ, 2003. – 276 с.

2. Физика твердого тела. Под редакцией Верещагина И. К. – М.: Высшая школа, 2001. – 238 с.

3. Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Твердотельная электроника. – Изд. МГТУ им. Баумана, 2003. – 189 с.

4. Чупрунов Е. В. Кристаллография: Учебник для вузов / Е. В. Чупрунов, А. Ф. Хохлов, М. А. Фадеев. – М.: Физматлит, 2000. – 496 с.

5. Гуртов В. А., Осауленко Р. Н. Физика твердого тела для инженеров: учебное пособие / ред.: Л. А. Алешина. – М.: Техносфера, 2007. – 518 с.

6. Павлов П. В. Физика твердого тела: Учебник для вузов / П. В. Павлов, А. Ф. Хохлов. – 3-е изд., стереотип. – М.: Высшая школа, 2000. – 496 с.