

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
НАЦИОНАЛЬНЫЙ МИНЕРАЛЬНО-СЫРЬЕВОЙ УНИВЕРСИТЕТ «ГОРНЫЙ»

Кафедра общей и технической физики

ОБЩАЯ ФИЗИКА

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

**Зонная теория твёрдых тел. Контактные и
магнитные явления в твёрдых телах**

Методические указания к лабораторным работам

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2012

УДК 537.311.33

Общая физика. ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА. Зонная структура твёрдых тел. Контактные и магнитные явления в твёрдых телах. *Методические указания к лабораторным работам / В.В. Томаев, Т.В. Стоянова, К.Л. Левин.* Национальный минерально-сырьевой университет «Горный». СПб, 2012. 53 с.

Методические указания к лабораторным работам являются частью цикла методических указаний к лабораторным работам лаборатории физики твёрдого тела.

Приведены теоретические основы лабораторных работ, методика выполнения лабораторного исследования и правила оформления.

Практикум предоставляет возможность познакомиться с явлениями и законами физики твёрдого тела, лежащими в основе современных методов исследования вещества. Предназначен для студентов, бакалавров и магистров всех специальностей и форм обучения национального минерально-сырьевого горного университета. Лабораторные работы выполняются студентами по индивидуальному графику.

Авторы практикума выражают благодарность доц. И.И. Парфёновой, асс. А.В. Черняеву за подготовку материалов к лабораторному практикуму.

Табл. 8. Ил. 27. Библиогр.: 5 названий

Научный редактор доц. Т.В. Стоянова

© Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», 2012 г.

ВВЕДЕНИЕ

В предлагаемых методических указаниях к лабораторным работам по курсу «Физика твердого тела» представлены работы по разделу электромагнитные и гальваномагнитные явления. В лабораторной работе «Исследование термопары» изучаются: явление возникновения термо-ЭДС в месте спая двух разнородных металлов, эффекты Зеебека и Пельтье. В лабораторной работе «Гальваномагнитные явления в твердых телах» студенты имеют возможность ознакомиться с эффектом Холла, позволяющим оценить знак и подвижность носителей заряда. В лабораторной работе «Исследование явления электронного парамагнитного резонанса» студенты знакомятся со спиновыми эффектами, приводящими к парамагнетизму.

Целью лабораторных работ является иллюстрация явлений в различных областях физики, обучение пользованием измерительными приборами, методами и способами их правильного применения, приобретение базовых концепций, относящиеся к физическому эксперименту. Студенту так же предстоит научиться оценивать и записывать измерения с заданной степенью точности, анализировать данные в численном и графическом виде, излагать свои мысли в отчете к лабораторной работе. Совершенствовать навыки использования компьютера для написания отчетов и оформления графиков.

Прежде чем приступить к изучению теоретической части лабораторной работы, рекомендуется познакомиться с основами зонной теории твердых тел и только после этого перейти к теории, изложенной в описании работы. При подготовке к экспериментальной части лабораторной работы студенту необходимо изготовить заготовку, в которой должны присутствовать: цель работы, схема экспериментальной установки с указанием и расшифровкой ее основных элементов, рабочая формула или формулы, если их несколько, с расшифровкой величин, входящих в формулу и их размерности, таблица для записи результатов измерений. Титульный лист заготовки заполняется в

соответствии с правилами заполнения титульных листов лабораторных работ.

Заполнение таблицы с результатами измерений следует проводить аккуратно, в строгом соответствии с показаниями приборов. Результаты измерений необходимо записывать непосредственно такими, какими они сняты с приборов, без какой-либо предварительной обработки. В случае если измерение выглядит неправдоподобно, необходимо перепроверить схему подключения прибора и аккуратно повторить измерение.

Никаких, даже самых простых арифметических расчетов, нельзя делать «в уме» для уменьшения вероятности ошибок. Промежуточные вычисления, если они есть, необходимо приводить в заготовке в письменном виде от руки.

Для самоконтроля готовности студента к лабораторной работе служат контрольные вопросы, приведенные в конце каждой работы. Они облегчают подготовку к выполнению и защите работ.

ЗОННАЯ ТЕОРИЯ ТВЁРДЫХ ТЕЛ

Каждый электрон, входящий в состав атома, обладает определенной полной энергией, т.е. занимает определенный энергетический уровень. Если атомы далеки друг от друга (газ), то взаимодействие между атомами отсутствует, и энергетические уровни остаются неизменными. В твердом теле атомы расположены близко друг к другу и волновые функции соседних атомов перекрываются.. Благодаря взаимодействию соседних атомов, атомарные энергетические уровни смещаются и расщепляются, образуя энергетические зоны, состоящие из отдельных близко расположенных по энергии уровней (рис.1).

Энергетическую зону или совокупность нескольких перекрывающихся энергетических зон, которые образовались в результате расщепления одного или нескольких энергетических уровней отдельных атомов, называют разрешенной зоной. Электроны в твердом теле могут иметь только энергию, соответствующую разрешенной зоне. Между разрешенными зонами находятся запрещенные зоны, т.е. области значений энергий, которыми не могут обладать электроны в идеальном кристалле.

Ширина разрешенных энергетических зон не зависит от размеров кристалла, а определяется природой атомов (глубиной кулоновской потенциальной ямы и ее шириной) и симметрией кристаллической решетки (взаимным расположением потенциальных ям), т.е. перекрытием волновых функций

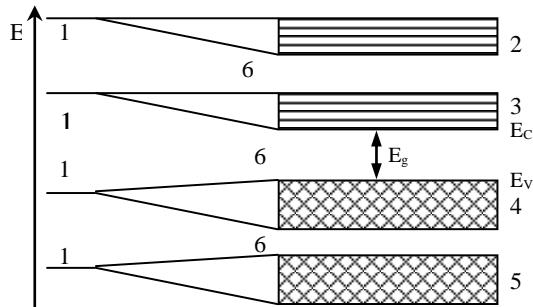


Рис.1. Энергетические зоны неметаллов. 1 – уровни невозбужденного атома, 2,3,4,5 – разрешенные зоны, 6 – запрещенные зоны, 2,3 – свободные зоны, 4,5 – занятые (заполненные) зоны, 3 – зона проводимости, 4 – валентная зона, E_g – ширина запрещенной зоны, E_C – дно зоны проводимости, E_V – потолок валентной зоны.

электронов. Так как волновые функции электронов внутренних оболочек атомов сильно локализованы вблизи ядра, то они слабо перекрываются (или почти не перекрываются) и расщепление этих уровней меньше (практически отсутствует), чем расщепление энергетических уровней валентных электронов. Ширина разрешенной зоны валентных электронов не превышает единиц электрон-вольт. Количество уровней в зоне равно числу атомов, составляющих твердое тело, а энергетическое расстояние между этими уровнями обратно пропорционально количеству атомов. Так как в 1 см³ содержится 10^{22} - 10^{23} атомов, то уровни в зоне отстоят друг от друга по энергии на 10^{-22} - 10^{-23} эВ, т.е. энергетическая зона практически непрерывна. Достаточно ничтожно малого энергетического воздействия, чтобы вызвать переход электронов с одного уровня на другой, если там имеются свободные состояния.

Электроны, будучи фермионами (спин равен 1/2), подчиняются принципу Паули, по которому на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух электронов, причем с противоположными направлениями спиновыми магнитными моментами. Соответственно, конечным оказывается и число электронов, заполняющих данную энергетическую зону. Нижние зоны заполнены полностью, а верхние - свободны. Самая верхняя из заполненных зон называется *валентной зоной* (valence band - VB). Ближайшую к ней свободную зону называют *зоной проводимости* (conduction band - CB). Энергетический зазор между ними называется *запрещенной зоной* E_g . Взаимное расположение зоны проводимости и валентной зоны определяет электрические,

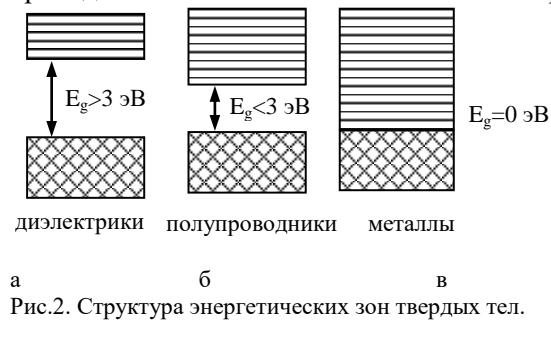


Рис.2. Структура энергетических зон твердых тел.

оптические и другие свойства твердых тел, а ширина запрещенной зоны является фундаментальной характеристикой вещества:

$$\begin{aligned} E_g(\text{Si}) &= 1,12 \text{ эВ}, \\ E_g(\text{Ge}) &= 0,68 \text{ эВ}, \\ E_g(\text{GaAs}) &= 1,43 \text{ эВ}, \\ E_g(\text{алмаз}) &\approx 5 \text{ эВ}. \end{aligned}$$

Зонные структуры металлов и неметаллов существенно различается: в металлах валентная зона заполнена не полностью или перекрывается с зоной проводимости (рис. 2в). Это позволяет считать, что ширина запрещенной зоны в металлах равна нулю.

В неметаллах запрещенная зона имеет конечную ширину. Формально считается, что у диэлектриков $E_g > 3$ эВ (рис.2а), а у полупроводников - $E_g < 3$ эВ (рис.2б), однако это деление условно.

В полупроводниках и диэлектриках при $T=0$ К все электроны находятся в валентной зоне, а зона проводимости абсолютно свободна.

Электроны полностью заполненной валентной зоны не могут принять участие в создании электрического тока. Для появления электропроводности необходимо часть электронов перевести из валентной зоны в зону проводимости. Энергии электрического поля недостаточно для такого перехода, требуется другое более сильное воздействие, например, нагревание твердого тела. При нагревании твердого тела средняя кинетическая энергия тепловых колебаний атомов кристаллической решетки приблизительно равна $3/(2kT)$. При комнатной температуре эта величина составляет 0,04 эВ, что существенно меньше ширины запрещенной зоны. Однако тепловая энергия неравномерно распределяется между частицами. В каждый момент времени имеется небольшое число атомов, у которых амплитуда и энергия тепловых колебаний значительно превышают среднее значение. Электронам таких атомов может быть передана энергия, достаточная для перехода из валентной зоны в зону проводимости. Чем выше температура и меньше ширина запрещенной зоны, тем больше таких переходов совершается. У диэлектриков ширина запрещенной зоны столь велика, что такие переходы практически не происходят, и они являются изоляторами.

При переходе электрона в зону проводимости появляется свободное состояние в валентной зоне, которое называется «дыркой». Это состояние может быть занято электроном от соседнего атома, что эквивалентно перемещению свободного состояния. Теперь на это состояние может перейти электрон от третьего атома. Таким образом происходят эстафетные переходы электронов с уровня на уровень внутри разрешенной зоны. Это

эквивалентно движению дырки в направлении, противоположном движению электронов, т.е. дырка ведет себя как положительно заряженная частица. Получается, что электроны валентной зоны также могут принимать участие в электропроводности, при этом сложное перемещение коллектива электронов валентной зоны можно описать как движение свободной положительно заряженной квазичастицы – дырки, имеющей эффективную массу m^*_p . Таким образом, в полупроводниках существуют отрицательно заряженные свободные носители заряда – электроны с массой m^*_n и положительно заряженные дырки с m^*_p .

Примесные атомы создают дополнительные уровни, расположенные в запрещенной зоне полупроводника (рис.3). При малой концентрации примесей расстояние между примесными атомами велико, волновые функции их валентных электронов не перекрываются друг с другом. Вследствие этого примесные энергетические уровни являются дискретными, т.е. не расщепляются в зону, вероятность перехода электрона от одного примесного атома к другому ничтожно мала. Однако примеси могут поставлять электроны либо в зону проводимости (донарные примеси), либо принимать электроны из валентной зоны (акцепторные примеси).



Рис.3. Энергетические диаграммы полупроводников электронного (а) и дырочного (б) типов при $T>0$ К, где • - электрон, о - дырка.

В случае электронного полупроводника (n-типа) (рис.3а) при внешнем воздействии электроны с уровнями E_D (донарных) легко переходят в зону проводимости и могут участвовать в процессе электропроводности. Так как энергия, необходимая для таких переходов $\Delta E_D \ll E_g$, то при низких температурах

(порядка комнатных) доноры являются основными поставщиками электронов в зону проводимости, вклад собственных носителей ничтожен.

В случае дырочного полупроводника (р-типа) (рис.3б) примесные (акцепторные) уровни E_A находятся вблизи потолка валентной зоны $\Delta E_A \ll E_g$ и при небольшом воздействии электроны из валентной зоны легко переходят на эти уровни, в валентной зоне появляются дырки. При увеличении концентрации примесей увеличивается вероятность их взаимодействия, (волновые функции электронов примесных атомов начинают перекрываться), происходит расщепление примесных энергетических уровней в зону и уменьшение энергии ионизации примесей.

При очень большой концентрации примесей энергия ионизации примесей стремится к нулю, т.е. примесная зона сливается с краем разрешенной зоны. Энергия ионизации равна работе, затрачиваемой на удаление одного внешнего электрона из атома (на ионизацию атома), находящегося в основном (не возбуждённом) энергетическом состоянии. В этом случае полупроводник становится вырождённым. Вырожденный полупроводник – полупроводник с большой концентрацией подвижных носителей заряда (электронов проводимости и дырок). Уровень Ферми E_F такого полупроводника лежит в зоне проводимости или в валентной зоне. Уровень Ферми - энергия, ниже которой все состояния системы частиц или квазичастиц, подчиняющихся статистике Ферми - Дирака, заполнены, а выше - пусты в основном состоянии при температуре абсолютного нуля ($T=0 K$).

Работа 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОПАРЫ

Цель работы: исследование зависимости электродвижущей силы термопары от разности температур ее спаев, определение удельной термо-ЭДС и коэффициента Пельтье заданной пары металлов.

Основные теоретические сведения

Контактные явления. Контактная разность потенциалов – это разность электрических потенциалов, возникающая между контактирующими телами в условиях термодинамического равновесия. При соприкосновении двух различных металлов между ними возникает контактная разность потенциалов.

Это явление открыл итальянский физик А. Вольта в 1797 г.

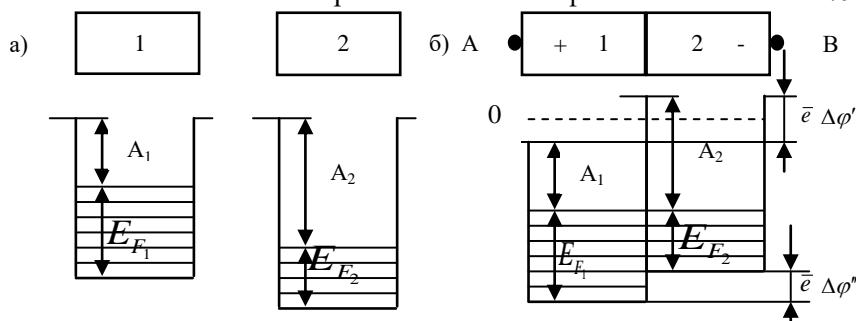


Рис.4.1. Энергетическая диаграмма контакта двух металлов, где A_1 - работа выхода для металла 1, A_2 - работа выхода для металла 2, E_{F_1} , E_{F_2} - уровни Ферми в металле 1 и 2, \bar{e} - заряд электрона, $\Delta\varphi$ - разность потенциалов.

Экспериментально установлены два закона:

1. Контактная разность потенциалов зависит лишь от химического состава и температуры соприкасающихся металлов.
2. Контактная разность потенциалов последовательно соединенных различных проводников, находящихся при одинаковой температуре, не зависит от химического состава промежуточных проводников и равна контактной разности потенциалов,

возникающей при непосредственном соединении крайних проводников.

Согласно квантовой теории, основной причиной появления разности потенциалов на контакте является различная энергия Ферми у соединяемых металлов. Объяснение основано на анализе энергетических диаграмм металлов, рис. 4. 1.

Если работа выхода A_1 для металла 1 меньше, чем работа выхода A_2 для металла 2, то уровень Ферми E_{F_1} располагается в металле 1 выше, чем уровень Ферми E_{F_2} в металле 2.

Следовательно, при соприкосновении металлов электроны с более высоких уровней металла 1 будут переходить на более низкие уровни металла 2. Это приведет к тому, что металл 1 зарядится положительно, а металл 2 – отрицательно. Описанный процесс будет происходить до установления равновесия, которое, как доказывается в статистической физике, характеризуется совпадением уровней Ферми в обоих металлах (рис. 4.1 б).

Потенциальная энергия электронов, лежащих вне металлов в непосредственной близости к их поверхности (точки А и В), будет различной. Иными словами, между точками А и В устанавливается *внешняя контактная разность потенциалов* $\Delta\varphi'$, которая, как следует из рис.1, равна:

$$\Delta\varphi' = \frac{A_2 - A_1}{e}, \quad (4.1)$$

где e – заряд электрона.

Часто внешнюю контактную разность потенциалов называют просто контактной разностью потенциалов, подразумевая под ней разность потенциалов, обусловленную различием работ выхода.

Если уровни Ферми E_{F_1} и E_{F_2} для двух контактирующих металлов не одинаковы, то между внутренними точками металлов наблюдается внутренняя контактная разность потенциалов $\Delta\varphi''$, которая, как следует из рис.4.1, равна:

$$\Delta\varphi'' = \frac{E_{F_2} - E_{F_1}}{e} \quad (4.2)$$

Причиной возникновения внутренней контактной разности потенциалов является различие концентраций электронов и, следовательно, уровней Ферми в контактирующих металлах.

Внутренняя контактная разность потенциалов $\Delta\varphi''$ возникает в двойном электрическом слое в приконтактной области. Толщина этого слоя $\sim 10^{-10}$ м, что на несколько порядков меньше длины свободного пробега электронов в металлах и меньше длины волны де Броиля электронов, участвующих в проводимости в металлах. Поэтому большая часть электронов «не замечает» этого слоя и электрический ток через контакт двух металлов проходит, практически, так же легко, как и через сами металлы в обоих направлениях.

Таким образом, контакт двух металлов не дает эффекта выпрямления, т.е. не позволяет преобразовать переменный ток в постоянный, так как для этого необходима односторонняя проводимость (проводимость только при определенной полярности приложенного внешнего электрического напряжения).

Как правило, внутренняя контактная разность потенциалов много меньше внешней контактной разности потенциалов $\Delta\varphi' < \Delta\varphi$, но внутренняя контактная разность потенциалов $\Delta\varphi''$ зависит от температуры, обуславливая появление термоэлектрических явлений (эффектов).

Общая концентрация n электронов в металле связана со значением энергии (уровня) Ферми E_F соотношением:

$$n = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_y}{h^2} \right)^{3/2} E_F^{3/2}, \quad (4.3)$$

где m_y – эффективная (т.е. с учетом влияния кристаллической решетки) масса электрона, h – постоянная Планка.

Явление Зеебека. В 1821 году немецкий физик Томас Иоганн Зеебек обнаружил, что при образовании замкнутой цепи из двух различных металлов и их неодинаковой температуре, в цепи течёт электрический ток.

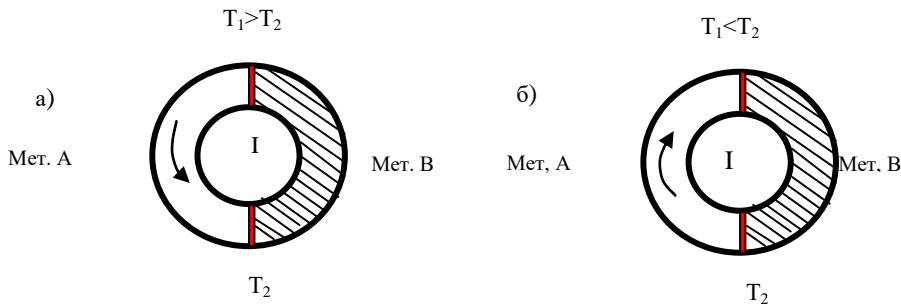


Рис. 4.2. Явление Зеебека

Изменение знака у разности температур металлов сопровождается изменением направления тока. Возникающий в замкнутой цепи ток, при различной температуре контактов, называется *термоэлектрическим*.

Если цепь разорвать в произвольном месте, то на концах разомкнутой цепи появится разность потенциалов, называемая *термоэлектродвижущей силой*. Это явление по имени первооткрывателя называется эффектом Зеебека.

Эффект Зеебека - это явление возникновения ЭДС в электрической цепи, состоящей из последовательно соединённых разнородных проводников, контакты между которыми находятся при различных температурах.

В относительно небольшом температурном интервале термо-ЭДС пропорциональна разности температур контактов (спаев). Контактная разность потенциалов между электродами для разомкнутой цепи определяется выражением:

$$\frac{e}{k} \frac{(A_A - A_B)}{T_1} \quad (4.4)$$

где A_A и A_B - работы выхода электронов из металла А и В соответственно в Дж; e - элементарный заряд, Кл; k - постоянная Больцмана, Дж/К; T_1 - температура спая, К; n_A и n_B - концентрации свободных электронов в металлах А и В.

Для замкнутой цепи, состоящей из двух проводников А и В электродвижущая сила, приложенная в этой цепи, равна алгебраической сумме разностей потенциалов всех спаев:

$$\text{E}_A \text{B}_B \text{A}_B \text{B}_A \text{E}_A \quad (4.5)$$

Если температуры обоих спаев одинаковы ($T_1 = T_2 = T$), то общая электродвижущая сила замкнутой цепи будет:

$$\begin{matrix} \text{A} & \text{X} & \text{A} & \text{X} & \text{A} \\ \text{B} & \text{H} & \text{H} & \text{H} & \text{H} \\ \text{C} & \text{e} & \text{e} & \text{e} & \text{e} \end{matrix} \quad (4.6)$$

Если же контакты (спай) имеют разные температуры T_1 и T_2 , причем $T_1 > T_2$, то

$$\frac{kn}{e^{\eta}} \text{erf}(\frac{t}{\sqrt{2}}) \quad (4.7)$$

где коэффициент пропорциональности α называют относительной дифференциальной или удельной термо-ЭДС. Оценить значение α можно по формуле:

$$\alpha = \frac{k}{e} \cdot \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (4.8)$$

где k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, n_1 и n_2 – концентрации электронов в первом и втором металлах соответственно.

Наличие контактного поля обеспечивает равенство потоков электронов из одного металла в другой в состоянии равновесия. Так как скорости хаотического движения электронов весьма велики, равновесие устанавливается очень быстро - за время $\sim 10^{-16}$ с. В условиях установившегося равновесия уровень Ферми в обоих металлах должен быть одинаковым: энергетические уровни в металле, зарядившемся отрицательно, поднимутся, а зарядившемся положительно, опустятся. Благодаря заряду областей выравнивание уровней может произойти при переходе даже небольшого количества электронов.

Так как энергия Ферми в металлах имеет значение порядка нескольких электрон-вольт, а двойной электрический слой d , существующий в области контакта, очень тонок (порядка периода

решетки) и не влияет на прохождение электрического тока через контакт, то контактная разность потенциалов между двумя металлами может составлять от десятых долей до нескольких электрон-вольт.

Значение удельной термо-ЭДС зависит от природы соприкасающихся проводников и температуры.

При разной температуре спаев термо-ЭДС складывается из трех составляющих.

1) Первая - обусловлена диффузией носителей заряда от горячих спаев (контактов) к холодным.

Градиент температуры создаёт в проводнике градиент концентрации «холодных» (с меньшей энергией) и «горячих» (с большей энергией) носителей заряда. В результате этого возникают два диффузионных потока носителей заряда. Так как скорости диффузии и концентрации «холодных» и «горячих» зарядов различны, то на одном конце проводника создаётся избыточный положительный заряд, а на другом – отрицательный. Поле этих зарядов приводит к установлению стационарного состояния: число носителей, проходящих через поперечное сечение образца в обоих направлениях, одинаково. В металлах термо-ЭДС определяется различием подвижностей «горячих» и «холодных» электронов.

2) Вторая составляющая термо-ЭДС – это следствие температурной зависимости контактной разности потенциалов.

В металлах с увеличением температуры уровень Ферми, хотя и слабо, но смещается вниз по энергетической шкале. Поэтому на холодном конце проводника уровень Ферми расположен выше, чем на горячем. Следствием смещения уровня Ферми и является возникновение контактной составляющей термо-ЭДС.

Если оба спая термоэлемента имеют одну и ту же температуру, то контактные разности потенциалов на этих спаях равны по модулю, имеют разные знаки и при обходе контура, результирующая термо-ЭДС равна нулю.

Если температуры спаев различны, то величины контактных разностей потенциалов будут также различны. Поэтому в цепи термоэлемента появляется вторая составляющая термо-ЭДС с той же полярностью, что и первая составляющая.

3) Третья составляющая термо-ЭДС возникает из-за **увлечения электронов фононами**. Фонон - квант колебательного движения атомов кристалла.

При наличии градиента температуры вдоль проводника возникает также поток фононов от горячего конца к холодному. Столкнувшись с электронами, фононы передают им свой избыточный импульс. В результате происходит накопление электронов на холодном конце и обеднение электронами на горячем конце, что приводит к возникновению еще одного вклада в термо-ЭДС. Этот эффект может преобладать при низких температурах.

Все составляющие термо-ЭДС определяются небольшой концентрацией электронов, расположенных на энергетических уровнях, близких к уровню Ферми, и отстоящих от него на величину порядка kT . Поэтому удельная термо-ЭДС α оказывается небольшой. Квантовая теория дает следующее выражение для удельной термо-ЭДС одновалентных металлов:

$$\alpha \approx \pi^2 \frac{k}{e} \frac{kT}{E_F}. \quad (4.9)$$

При комнатной температуре отношение kT/E_F имеет значение порядка 10^{-3} . Поэтому удельной термо-ЭДС α должна составлять несколько мкВ/К. Однако, существенно большее значение этой величины можно получить при использовании металлических сплавов со сложной зонной структурой.

В проводнике, изготовленном из одного металла, при наличии разности температур на его концах также возникает разность потенциалов в силу указанных причин. Её значение, отнесенное к этой разности температур, называют абсолютной удельной термо-ЭДС. В контуре удельная термо-ЭДС α представляет собой разность абсолютных термо-ЭДС проводников, составляющих контур:

$$\alpha = \alpha^A - \alpha^B, \quad (4.10)$$

где α^A и α^B - абсолютные термо-ЭДС контактирующих металлов.

Аналогичный процесс имеет место и в полупроводниках

Таблица 1.

Абсолютные термо-ЭДС для некоторых металлов.

Металл	Абсолютная удельная термо- ЭДС, мкВ/К	Металл	Абсолютная удельная термо- ЭДС, мкВ/К
Алюминий	-1.3	Платина	-5.1
Железо	+16.6	Свинец	-1.2
Вольфрам	+2.0	Серебро	+1.5
Золото	+1.5	Уран	+8.3
Кобальт	-20.1	Хром	+18.0
Олово	-1.1	Цинк	+1.5

В полупроводниках диффузия электронов имеет ряд особенностей: в полупроводнике n-типа может иметь направление только от горячего контакта к холодному, в пределах этого полупроводника, и не может идти в другую сторону - из n-типа в p-типа, так как этому препятствует потенциальный барьер горячего контакта. Аналогично дырки могут диффундировать только по полупроводнику p-типа к его холодному концу.

У полупроводников n-типа стороннее поле направлено навстречу градиенту температуры, а p-типа - совпадает с направлением градиента температуры.

Явление Зеебека используется для измерения температуры. Для этого применяются термопары - датчики температуры, состоящие из двух соединенных точечной сваркой разнородных проволок (рис. 4.3.). С помощью термопар можно измерять с точностью порядка сотых долей градуса как низкие, так и высокие температуры.

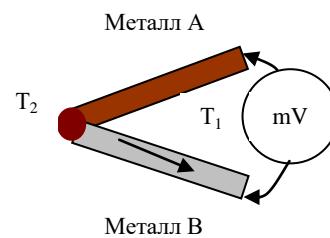


Рис. 4.3. Схема устройства термопары.

Явление Зеебека может быть использовано и для генерации электрического тока не очень большой мощности. Термопары из полупроводниковых материалов обладают гораздо большим КПД, чем металлы и иногда их используют в качестве небольших генераторов для питания радиоаппаратуры.

Явление Пельтье. Данное явление заключается в том, что при прохождении через контакт двух различных проводников электрического тока в зависимости от его направления помимо теплоты Джоуля – Ленца выделяется (или поглощается – в зависимости от направления тока) дополнительная теплота. Таким образом, явление Пельтье обратно явлению Зеебека.

Для появления тока в цепь, состоящую из двух последовательно соединенных (спаянных) металлов, должен быть включен источник электроэнергии. Электроны по разную сторону спая в различных металлах обладают различной средней энергией (кинетической и потенциальной). Если электроны пройдут через первый спай и попадут в область с меньшей энергией, то избыток своей энергии они отдадут кристаллической решетке, и этот спай будет нагреваться. В другом спае электроны переходят в область с большей энергией, забирая недостающую энергию у кристаллической решетки, и поэтому этот спай будет охлаждаться.

Количество выделившегося или поглощенного в спае тепла пропорционально заряду q , прошедшему через спай:

$$Q_{AB} = P_{AB} \cdot q = P_{AB} \cdot It, \quad (4.11)$$

где P_{AB} - коэффициент Пельтье (последовательность АВ указывает направление тока), I – сила тока, t – время его пропускания. При перемене направления тока вместо выделения (поглощения) тепла наблюдается поглощение (выделение) такого же количества тепла при прочих равных условиях:

$$P_{AB} = -P_{BA}. \quad (4.12)$$

Из законов термодинамики вытекает, что коэффициент Пельтье и удельная термо-ЭДС. связаны соотношением:

$$P_{AB} = \alpha \cdot T. \quad (4.13)$$

где T – термодинамическая температура. Явление Пельтье используется, например, в термоэлектрических полупроводниковых холодильниках.

Экспериментальная часть

Типы термопар. Термоэлектрические свойства материалов принято характеризовать величиной термо-ЭДС, развиваемой этими материалами в паре с чистым свинцом (таблица 2) при температуре рабочего конца термопары 100 °C и свободного конца 0 °C.

Таблица 2.

Термо-ЭДС, развивающаяся материалами в паре с чистым свинцом

Металл или сплав в паре со свинцом	Удельная термо-ЭДС, мкВ/К	Металл или сплав в паре со свинцом	Удельная термо-ЭДС, мкВ/К
Сурьма	+43	Алюминий	-0.4
Железо	+15	Палладий	-8.9
Медь	+3.2	Калий	+13.8
Молибден	+7.6	Висмут	-68.0
Вольфрам	+3.5	Хромель	+24
Цинк	+3.1	Нихром	+18
Золото	+2.9	Алюмель	-17.3
Свинец	0.0	Константан	-38
Олово	-0.2	Копель	-38

Знак + в графе термо-ЭДС показывает, что данный электрод в паре со свинцом является положительным электродом, т.е. что в горячем контакте условное направление тока - от свинца к данному электроду.

Термо-ЭДС пары из любых двух термоэлектродов определяется по таблице как алгебраическая разность их термо-ЭДС со свинцом. Положительным термоэлектродом пары будет тот электрод, чья термо-ЭДС в паре со свинцом больше.

Многие неметаллические материалы (графит, карборунд) и полупроводники могут быть использованы в качестве термоэлектродов, причем образованные из них термопары способны создавать термо-ЭДС в сотни раз больше, чем у металлических термопар. Однако полупроводниковые и смешанные термопары не получили пока широкого применения для технических измерений температуры главным образом из-за большого разброса термоэлектрических характеристик, приводящего к необходимости индивидуальной градуировки каждого экземпляра термопар. В настоящее время наибольшее применение для технических измерений имеют следующие стандартные термопары (ГОСТ 6616-53):

- Термопара платинородий - платина (условное обозначение ПП). Эта термопара применяется для технических измерений температур выше 1000 °C, а также в качестве эталонных, образцовых и лабораторных приборов. Верхний предел измерения термопары (1500 °C при длительном нагреве) определяется главным образом прочностью платинового электрода.
- Термопара хромель-алиюмель (условное обозначение ХА), пределы измерения от -50 до +1000 °C, а при кратковременном нагреве до 1300 °C.
- Термопара хромель-копель (условное обозначение XK), пределы измерения от -50 до +600 °C, а при кратковременном нагреве до 800 °C.
- Для измерения температуры жидкой стали в плавильных печах в пределах 1400-1800 °C применяются термопары графит-молибден. В диапазоне температур от -200 до +400 °C находит применение термопары медь-константан.

Экспериментальная установка.

Экспериментальная установка представлена на рис. 4.4 и состоит из стеклянного стакана, в который наливается вода для

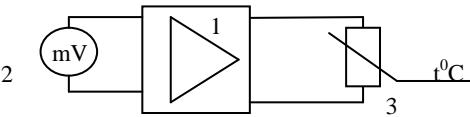
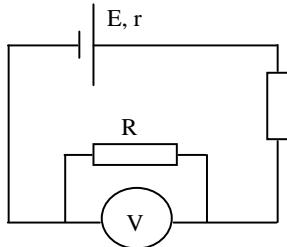


Рис. 4. 4. Схема установки

измерения температурной зависимости, термометра, усилителя напряжения 1, мультиметра 2 и термопары 3.

Электродвижущую силу термопары можно измерять вольтметром, если его внутреннее сопротивление достаточно велико по сравнению с внутренним сопротивлением термопары. Составим



электрическую цепь из термопары, выполняющей роль источника ЭДС с внутренним сопротивлением r и вольтметра, внутреннее сопротивление которого R_V . Сопротивление подводящих проводов R . По закону Ома:

$$E = Ir + IR + IR_V, \quad (4.14)$$

$$U_V = IR_V \quad (4.15)$$

где U_V - падение напряжения на внутреннем сопротивлении вольтметра.

При измерении ЭДС термопары вольтметром подразумевается, что $U_V = E$, т.е. допускается систематическая ошибка $\Delta E = I(R + r)$, что в процентном отношении к измеряемой величине E составляет:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{I(R + r)}{E} = \frac{R + r}{R_V} \quad (4.16)$$

Сопротивление ветвей термопары r и сопротивление подводящих проводов R - малы ($\sim 10^{-2}$ Ом). При внутреннем сопротивлении вольтметра $R_V = 10^9$ Ом систематическая ошибка оказывается незначительной: $\delta = (10^{-2}/10^9) \cdot 100\% = 10^{-9}\%$.

Порядок выполнения работы

1. Градуировка термопары

- Измерить вольтметром ЭДС (или U_V) при комнатной температуре.

2. Вскипятить воду на плитке в металлическом стакане.
3. Налить кипяток в стеклянный стакан до уровня примерно 2 см. Поместить туда термометр.
4. Поместить термопару в воду так, чтобы в воде оказалось только место спая.
5. Измерить ЭДС и занести в таблицу 3.
6. Повторять пункт 5 через каждые 5 градусов.

Таблица 3.

Градуировочная зависимость.

№ п/п	Температура, °C	Температура, K	U, мВ	ЭДС, мкВ

2. Измерение неизвестной температуры.

1. Убрать термометр и перелить воду в металлический стакан.
2. Нагревать воду на плитке в течении 3 минут.
3. Перелить эту воду в стеклянный стакан.
4. Поместить в воду термопару, измерить ЭДС и записать это значение.
5. Измерить температуры воды термометром.

Обработка результатов измерений

- а) Пользуясь таблицей 3, построить градуировочную кривую, т.е. зависимость термо-ЭДС от температуры.
- б) Из построенного графика определить удельную термо-ЭДС. Для этого необходимо найти тангенс угла наклона этого графика.
- в) Рассчитать коэффициент Пельтье для данной термопары при температуре 300 К, используя полученную удельную термо-ЭДС для данной термопары.
- г) С помощью полученной градуировочной кривой определить неизвестную температуру по измеренной в п.2 ЭДС.

Сравните полученное значение с измеренной с помощью термометра в п.2 температурой воды.

Вопросы для самоконтроля и проверки владения материалом:

1. Что называется работой выхода, уровнем Ферми?
2. Дайте определение контактной разности потенциалов. От чего зависит контактная разность потенциалов? Объясните с помощью энергетических диаграмм.
3. Объясните, как возникают внешняя и внутренняя разности потенциалов. От чего зависит внутренняя разность потенциалов?
4. В чём заключается явление Зеебека?
5. Какой ток называется термоэлектрическим?
6. Что называется относительной дифференциальной или удельной термо-ЭДС? От чего она зависит, в чём измеряется?
7. Назовите основные механизмы, ответственные за возникновение термо-ЭДС.
8. Может ли возникнуть термо-ЭДС в однородном проводнике?
9. Возможно ли возникновение термо-ЭДС в полупроводниках?
10. В каком случае знак термо-ЭДС отрицателен?
11. Расскажите об устройстве термопары и возможных применениях явления Зеебека.
12. В чём заключается явление Пельтье? Объясните это явление.
13. От чего зависит количество выделившейся и поглощённой теплоты на контакте двух металлов? Как изменится температура контакта, если направление тока поменять на противоположное?
14. Расскажите о применении явления Пельтье.

Работа 5. АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ МЕТОДОМ ЭПР

Цель работы: изучение явления парамагнитного резонанса, определение g-фактора электрона с помощью электронного парамагнитного резонатора.

Основные теоретические сведения

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) связан с одним из важных свойств электронов - с их способностью ориентироваться определенным образом во внешнем магнитном поле. Электронам присуще особого рода внутреннее движение, с которым связан момент импульса \vec{L}_s , называемый *спином*, а соответствующее ему квантовое число S - спиновым. Этому внутреннему моменту импульса соответствует постоянный магнитный момент, направленный противоположно спину.

В отсутствие магнитного поля направление (ориентация) магнитного момента *свободного электрона* в пространстве может быть любым; энергия такого электрона не зависит от ориентации его магнитного момента. Во внешнем магнитном поле, в соответствии с законами квантовой механики, ориентация магнитного момента электрона не может быть произвольной: магнитный момент может быть направлен либо по направлению магнитного поля, либо противоположно ему (рис. 5.1.).

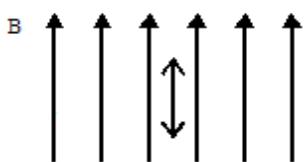


Рис. 5.1. Пространственное квантование спинов S в магнитном поле с индукцией \vec{B} .

Соответственно энергия электрона во внешнем магнитном поле зависит от индукции этого поля \vec{B} и от ориентации магнитного момента электрона относительно поля, т.е. может принимать лишь два значения E_1 и E_2 .

Переходы электрона из одного состояния в другое могут происходить только скачком, причем прыжок с нижнего уровня на верхний связан с

поглощением, а с верхнего уровня на нижний - с выделением порции энергии (кванта), равной разности энергий $E_2 - E_1$. Это и обусловливают явление ЭПР, при котором ориентированные по полю электроны, поглощая электромагнитную энергию, изменяют ориентацию магнитных моментов на обратную (рис.2).

Магнитным резонансом называется избирательное поглощение энергии переменного электромагнитного поля веществом, находящимся в постоянном магнитном поле.

Для того, чтобы понять, почему молекула может обладать магнитными свойствами, рассмотрим только электроны, расположенные на верхних (не до конца заполненных) электронных оболочках. Все электроны, принадлежащие внутренним (заполненным) электронным оболочкам, имеют пару, следовательно, поскольку каждая внутренняя оболочка имеет столько квантовых состояний, сколько в ней находится парных электронов, все квантовые состояния заполнены и находятся 2 электрона с противоположными спинами, суммарный спин которых равен нулю (статистика Ферми). Иное дело внешние электронные оболочки. Они не до конца заполнены (кроме как для благородных газов) и участвуют в образовании химических связей. При этом нередко бывает, что в

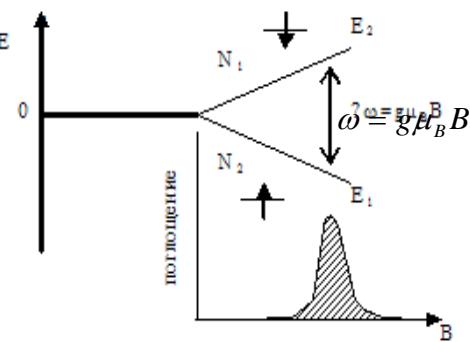
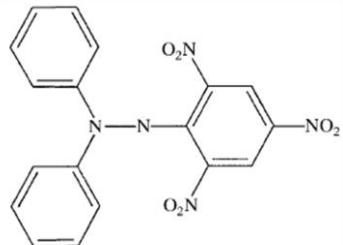


Рис. 5.2. Поглощение энергии переменного электромагнитного поля свободным электроном в постоянном магнитном поле с индукцией \vec{B} .

находится парных электронов, все

и в каждом квантовом состоянии



DPPH - дифенилпикрилгидразил

Рис. 5.3. Схема молекулы дифенилпикрилгидразила

молекуле остается неспаренный электрон. Примером таких молекул может служить AIBN, который химики используют в качестве инициатора полимеризации именно по причине наличия в этой молекуле свободного радикала, обладающего крайне высокой реакционной способностью, или дифенилпикрилгидразил (DPPH) (Рис. 5.3.).

Электрон, входящий в состав атома или молекулы, может двигаться лишь по вполне определенным орбитам, каждой из которых соответствует свой энергетический уровень. Может случиться так, что некоторые уровни будут иметь одинаковую энергию, это называется *вырождением*. Число возможных состояний с данной энергией E называется степенью вырождения. С орбитальным движением электрона связан также магнитный момент \vec{L}_ℓ , который векторно складывается со спиновым магнитным моментом \vec{L}_s , образуя полный магнитный момент системы \vec{L}_J . Его модуль определяется:

$$L_J = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar \quad (5.1)$$

Несмотря на то, что электроны всегда входят в состав атомов и молекул магнитный момент может наблюдаться отнюдь не во всех атомах (веществах). Это обусловлено взаимодействием атомарных электронов друг с другом. Электроны, входящие в состав атомов или молекул взаимодействуют между собой так, что их индивидуальные магнитные моменты, связанные с их орбитальным движением и спином, могут как складываться, образуя увеличенный постоянный магнитный момент, так и взаимно компенсироваться. В последнем случае вещество не будет обладать парамагнетизмом, оно будет *диамагнитным*. Такая компенсация возникает в атомах и ионах с полностью заполненными электронными оболочками. Внешние валентные оболочки атомов обычно заполнены частично, но они неустойчивы: в результате химических реакций они либо полностью опустошаются, либо заполняются целиком, образуя устойчивые диамагнитные ионы или молекулы. Материалы, у которых не происходит компенсации магнитных моментов, называются *парамагнетиками*. У подавляющего большинства материалов полный магнитный момент появляется только тогда,

когда там присутствуют атомы с незаполненной *внутренней электронной оболочкой*. Благодаря этому они могут иметь суммарный момент количества движения и магнитный момент. Такие атомы принадлежат к "переходным элементам" периодической таблицы Менделеева, например: хром, марганец, железо, никель, кобальт, палладий и платина. Кроме того, все редкоземельные элементы также имеют незаполненную внутреннюю оболочку, а следовательно, являются парамагнетиками. К парамагнетикам относятся также атомы и молекулы с нечётным числом электронов (например, атомы азота, водорода, молекулы NO) и свободные радикалы химических соединений с неспаренными электронами (например, CH₃);

В магнитном поле магнитный момент системы может ориентироваться только определенным образом. Число его возможных ориентаций равно степени вырождения энергетического уровня. В поле все магнитные моменты стремятся повернуться и встать по полю. Для осуществления этого поворота каждой ориентации магнитного момента требуется совершить свою работу поворота. Это приводит к тому, что энергии уровней становятся различными, т.е. вырождение снимается. Другими словами, каждый энергетический уровень атома расщепляется в магнитном поле на магнитные подуровни.

Расщепление спектральных линий или уровней энергии во внешнем магнитном поле называется эффектом Зеемана.

В постоянном магнитном поле B энергетический уровень $^{2S+1}L_J$ расщепляется на $2J + 1$ равноотстоящих подуровней, причем величина сдвига уровня зависит от квантовых чисел ℓ - орбитального, S - спинового и J - квантового числа полного момента импульса данного уровня:

$$\Delta E = -\mu_{JB} B \quad (5.2)$$

где μ_{JB} - проекция магнитного момента на направление поля, равная

$$\mu_{JB} = -g\mu_B m_J \quad (5.3)$$

где $\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ А}\alpha / \text{Оэ}$ — магнетон Бора, $m_J = -J, -(J-1), \dots, J-1, J$ — магнитное квантовое число, а $g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - \ell(\ell+1)}{2J(J+1)}$ — так называемый g -фактор Ланда электрона; J , ℓ и S — квантовые числа. Для магнитного квантового числа m_J имеется правило отбора, согласно которому возможны только переходы, при которых m_J либо остается неизменным, либо меняется на единицу $\Delta m_J = 0, \pm 1$.

В простейшем случае свободного электрона $\ell = 0$, $J = S = 1/2$, $m_J = \pm 1/2$, $g = 2,00$ и энергия E свободного электрона может принимать два значения:

$$E_1 = -g\mu_B B/2 \quad \text{и} \quad E_2 = -g\mu_B B/2 \quad (5.4)$$

Переходы между магнитными подуровнями возможны, когда квант электромагнитной энергии $\hbar\omega$ равен разности энергий между ними:

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 = g\mu_B B \quad (5.5)$$

Переход электрона с одного подуровня на другой происходит с одновременным изменением направления спина:

$$\Delta m_S = \pm 1 \quad (5.6)$$

Для частиц, содержащих несколько электронов, S может принимать любое кратное $1/2$ значение (рис. 5.1 б, 5.1 в), а величина g -фактора определяется суммарным значением спинового и орбитального моментов количества движения электрона и может в несколько раз отличаться от значения для свободного электрона.

На практике имеют дело с макроскопическими образцами, содержащими огромное количество парамагнитных атомов или молекул. В таких системах действуют статистические законы, в соответствии с которыми большая часть парамагнитных частиц

находится в состоянии с минимальной энергией. В соответствии с распределением Больцмана:

$$\frac{N_1}{N} = \frac{e^{-\frac{\Delta E}{kT}}}{e^{\frac{\Delta E}{kT}}} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (5.7)$$

населённость нижнего уровня N_1 больше, чем верхнего N_2 . Это означает, что большинство парамагнитных атомов или молекул ориентируют свои магнитные моменты по направлению магнитного поля. Несколько меньшее число атомов располагается так, что их магнитные моменты составляют с внешним полем некоторый угол, и меньше всего атомов имеет максимальную энергию, соответствующую направлению магнитных моментов атомов против поля.

Такое распределение частиц по уровням в определенном смысле обладает свойствами устойчивого равновесия, известного в обычной механике: если каким-либо способом изменить это распределение, то через некоторое время оно снова вернется в равновесное состояние. При равновесном распределении, когда большинство частиц обладает минимальной энергией, поглощение электромагнитной энергии всегда должно преобладать над ее излучением, что и наблюдается в ЭПР. Если каким-либо образом создать инверсию населённостей $N_2 > N_1$ (число электронов на более высоком энергетическом уровне больше, чем на уровне с меньшей энергией), то под действием электромагнитного поля система будет излучать энергию.

Взаимодействие электронов с электромагнитным внутрикристаллическим полем приводит для $S \geq 1$ к расщеплению уровней энергии с разными значениями $|M_S|$ и без магнитного поля (при $B = 0$). В результате этого в спектре ЭПР появляется несколько линий поглощения (тонкая структура; рис. 5.4а).

Взаимодействие электронов с магнитным моментом ядра парамагнитного атома приводит к появлению в спектре ЭПР сверхтонкой структуры. Рассмотрим атом, в котором неспаренный электрон взаимодействует с одним протоном (спин протона $I=1/2$). Во внешнем магнитном поле B , так же как и для электрона, будут

реализовываться две ориентации магнитного момента протона: по полю $M_I = 1/2$ и против поля $M_I = -1/2$. Магнитный момент протона создает в месте нахождения электрона дополнительное магнитное поле ΔB_I . Поэтому при напряженности внешнего магнитного поля B_0 неспаренные электроны тех атомов, у которых $M_I = 1/2$, окажутся в суммарном поле $B = B_0 + \Delta B_I$. В атомах, у которых $M_I = -1/2$, величина суммарного поля равна $B = B_0 - \Delta B_I$. В магнитном поле энергии ядер в состояниях с $M_I = 1/2$ и $M_I = -1/2$ практически не различаются, поэтому число ядер в этих состояниях практически одинаково. Отсюда и число электронов, находящихся в дополнительных полях $+\Delta B_I$ и $-\Delta B_I$ также одинаково. Таким образом, *каждый энергетический уровень неспаренного электрона расщепится на два равнозаселенных уровня* (рис. 5.4 б). Правило отбора при электронных переходах $\Delta M_I = 0$. Это значит, что за время электронного перехода не происходит изменения ориентации ядерного спина.

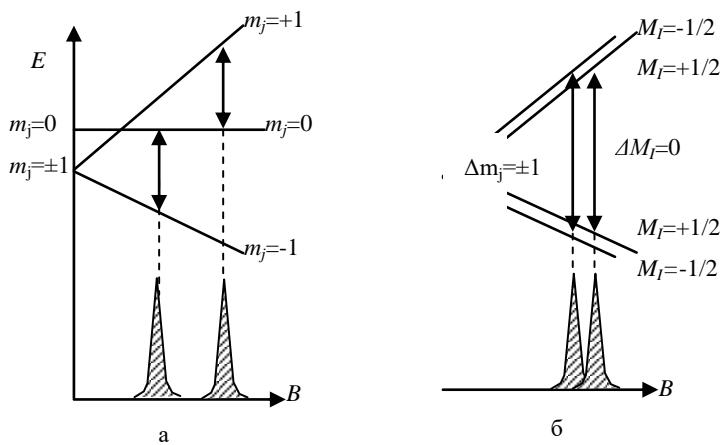


Рис. 5.4. Схема расщепления энергетических уровней электронов: а – при взаимодействии с внутрикристаллическим полем, б – с учетом взаимодействия электрона с ядром

Из рис. 5.4 б видно, что в результате расщепления уровней вместо одной линии поглощения появляются две при напряженности внешнего магнитного поля $B = B_0 + \Delta B_I$ и $B = B_0 - \Delta B_I$.

Расстояние между линиями в спектре называется сверхтонким расщеплением, его величина зависит от распределения электронной плотности. Таким образом, *взаимодействие электронов парамагнитной частицы с магнитными моментами ядер расщепляет линию ЭПР*.

Изучение тонкой и сверхтонкой структур дает возможность определить место нахождения неспаренных электронов.

Разность энергий между магнитными подуровнями даже в самых сильных полях меньше, чем разность энергий между энергетическими уровнями, относящимися к различным орбитам электрона в атоме. Поэтому в ЭПР используют радиоволны, соответствующие частотам $10^9\text{-}10^{11}$ Гц (СВЧ радиоволны) и длинам волн от нескольких дециметров до долей сантиметров.

Экспериментальная установка

Наблюдение ЭПР обычно осуществляется с помощью радиоспектроскопа (рис. 5). Обычно частоту генератора сохраняют постоянной и плавно изменяют магнитное поле. При этом луч осциллографа вычерчивает кривую, выражющую зависимость величины поглощения электромагнитных волн данной частоты от индукции магнитного поля. Пики на кривой соответствуют тем значениям магнитного поля, при которых на данной частоте ω выполняется условие (4) и представляют собой линии спектра ЭПР.

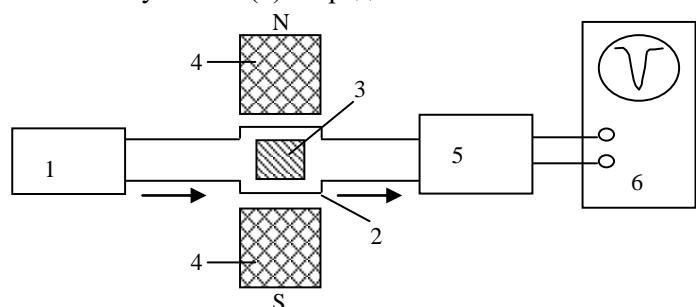


Рис.5.5. Общая схема эксперимента ЭПР, где 1-генератора СВЧ электромагнитных колебаний (клистрона); 2- полости с проводящими стенками (объемный резонатор), 4 – магнит; 3 -парамагнитный образец; 5 -чувствительный радиоприемник, настроенного на частоту генератора; 6 - осциллограф.

Вид установки представлен на рис. 6.



Рис.5. 6. Экспериментальная установка для изучения ЭПР и ее компоненты: *а* - блок питания, универсальный, *б* - управляющий элемент ЭПР, *в* — электронный осциллограф, *г* - электронный парамагнитный резонатор

Магнитное поле создается катушкой с числом витков $n = 250$ и радиусом $r = 0,054$ м, по которой пропускается постоянный ток I . Резонатор выполнен по мостовой схеме, представленной на рис. 5.7 (а). Для удобства восприятия мостовая схема приведена на рис. 5.7 (б). Мостовая схема уравновешиваю, добиваясь нулевого показания тока между точками (а) и (б).

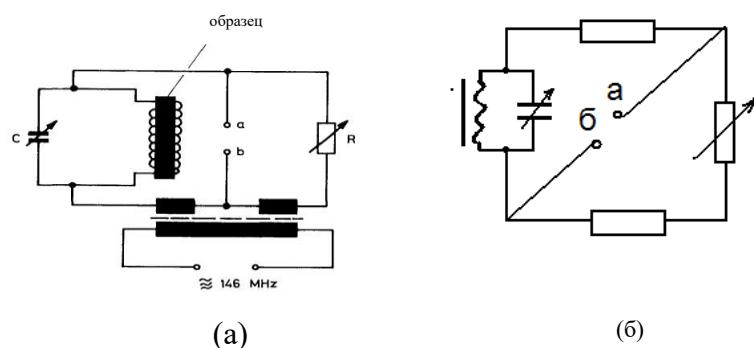


Рис. 5.7. Принципиальная схема измерительного моста ЭПР.

Мост состоит из магазина сопротивлений R в одной ветке и цепи резонатора в другой. Исследуемый образец помещается в катушку, находящуюся в цепи резонатора. Мост выполнен таким образом, что полные сопротивления веток одинаковы и разность потенциалов между точками a и b равна нулю. Если установить внешнее магнитное поле таким образом, что произойдет поглощение энергии в образце, то появится напряжение между точками a и b , которое выпрямляется и усиливается. Для наблюдения этого сигнала на осциллографе магнитное поле модулируется переменным током частотой 50 Гц и напряжением 2 В. При этом точка резонанса проходит около 100 раз в секунду и сигнал поглощения можно показать на осциллографе.

Источник СВЧ излучения и резонатор настроены на частоту 146 МГц.

Исследуемый образец представляет собой органический парамагнитный материал с одним стабильным радикалом.

Выполнение работы

В связи с тем, что настройка резонатора очень длительная и тонкая, то **трогать ручки R и C на резонаторе запрещено**.

1. Установить магнитное поле равным нулю. Для этого ручки V (напряжение) и A (ток) на блоке питания установить в крайнее левое положение.

2. Настроить осциллограф. Для этого выбрать измерительный канал CH2, norm, "dual alt", I канал установить в положение "ground". Временную развертку установить в положение 2 ms. Масштаб по оси Y сделать равным 50 mV. Ручку режима работы II канала установить в положение "ground". Получить нулевую линию на осциллографе.

3. Переключить режим работы II канала в положение "~~". Вновь получить нулевую линию на осциллографе. При необходимости корректировки нажать кнопку "Bridge adjustment" на управляющем элементе ЭПР, затем с помощью ручек "Phase" и "Zero" добиться нулевой линии.

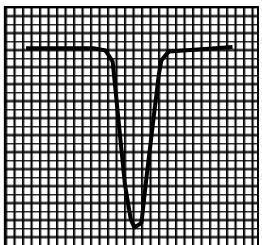


Рис. 5.8. Вид сигнала ЭПР на осциллографе.

4. Установить на источнике тока ручку А в крайнее правое положение, установить переменное напряжение (AC) $U = 2 \text{ В}$.

5. Выбрать на мультиметре предел 20 А, проверить правильность подключения проводов к мультиметру.

6. Нажмите кнопку “~” на управляющем элементе ЭПР. Если линия на осциллографе отклонилась от нуля, при помощи ручки "Zero" восстановите положение линии.

7. Плавно изменения напряжение на источнике тока ручкой V (напряжение), добейтесь появления на осциллографе ЭПР сигнала. Как только появляется сигнал, необходимо совместить обе линии в одну (рис.5.8).

До тех пор пока резонансная частота не достигнута, сигнал появляется как асимметричный или как производная. Изменяя величину магнитного поля с помощью ручки V добиться симметричного сигнала поглощения с максимальной амплитудой. При необходимости провести корректировку с помощью ручек "Phase" и "Zero" управляющего элемента ЭПР.

8. Чувствительность осциллоскопа необходимо увеличить так, чтобы сигнал достигал 8-10 см. Привести сигнал в центр экрана, так чтобы минимум лежал на оси у.

9. Записать показания амперметра I .

10. Повторите измерения пять раз.

Обработка результатов измерений

1. Вычислите среднее значения тока I и погрешность среднего.

2. Рассчитать величину индукции резонансного магнитного поля. Величину этого поля в точке, находящейся на оси симметрии катушки, можно определить по формуле:

$$B = 0,6445 \mu_0 n I / r \quad (5.8)$$

где $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ (Тл·м)/А. С учетом n и r получаем:
 $B = 3,74765 \cdot 10^{-3} \cdot I$ (Тл/А).

3. Рассчитать g -фактор в соответствии с формулой

$$g = \hbar\omega/(\mu_B B) \quad (5.9)$$

где $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24}$ А·м², $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

4. По величине g -фактора определить количество неспаренных электронов в молекуле вещества.

5. Исходя из строения молекулы вещества (рис.3), определить местонахождение неспаренного электрона.

Вопросы для самоконтроля и проверки владения материалом:

1. Дайте определение следующих физических величин: импульс, момент импульса, магнитный момент, спин, индукция магнитного поля.
2. Что называется резонансом? Какое вещество называется парамагнетиком? Как связаны парамагнитные свойства вещества со строением молекулы? Дайте определение явления парамагнитного резонанса.
3. Какие энергетические уровни называются вырожденными? Что называется степенью вырождения? Какое вещество называется диамагнетиком? Как заполнение внешних оболочек атома электронами сказывается на магнитных свойствах вещества?
4. Как ориентируются магнитные моменты, связанные с орбитальным движением электронов во внешнем магнитном поле?
5. Из чего складывается полный магнитный момент атомов, и у каких материалов он наблюдается?
6. В чем заключается эффект Зеемана?
7. Какими квантовыми числами может характеризоваться электрон в атоме? Какие значения могут принимать эти квантовые числа? Правило отбора для магнитного квантового числа m_J ? Что называется магнетоном Бора?
8. Чему равны ℓ , J , S , m_J и g -фактор в случае свободного электрона, и какие значения энергии может иметь свободный электрон? Чем

отличается величина g -фактора для частиц, имеющих несколько электронов?

9. Расскажите принцип работы схемы измерительного моста ЭПР. Приведите примеры практического использования явления ЭПР.

Работа 6. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Цель работы – изучение гальваномагнитных явлений – эффекта Холла и возникновения магнитосопротивления, исследование зависимости подвижности носителей заряда от температуры.

Основные теоретические сведения

Электронные приборы работают в общем случае в условиях одновременного наличия как электрических, так и магнитных полей. Электрическое поле заставляет двигаться носители заряда, создавая электрический ток в проводнике. Магнитное поле изменяет их поведение, отклоняя от прямолинейного пути. При этом возникают гальваномагнитные явления - эффект Холла и магниторезистивный эффект. Оба эффекта вызваны тем, что на движущийся со скоростью v носитель заряда q в магнитном поле с индукцией \vec{B} действует сила Лоренца $\vec{F}_e = q \cdot [v, \vec{B}]$. Рассмотрим подробнее эти явления.

Эффект Холла

Напряжение Холла. Рассмотрим прямоугольный образец из проводящего материала, через поперечное сечение $S = l \cdot d$ которого течет ток I и который пронизан однородным магнитным полем \vec{B} , перпендикулярным к току (рис.6.1). На носитель заряда q , движущийся в магнитном поле \vec{B} , действует сила Лоренца

$$\vec{F}_e = q \cdot [\vec{v}, \vec{B}], \quad (6.1)$$

перпендикулярная и к \vec{v} , и к \vec{B} , направление которой зависит от знака заряда. Здесь \vec{v} – средняя скорость направленного движения носителя заряда. Эта сила в случае положительного заряда направлена к передней грани. Положительные носители заряда будут отклоняться от прямолинейной траектории и скапливаться на передней грани. Эта грань зарядится положительно из-за избытка положительного заряда, а задняя грань – отрицательно из-за недостатка положительного заряда. Это приведет к возникновению поля \vec{E}_t , направленного от передней грани к задней. Это поле действует на положительный заряд с силой \vec{F}_{ye} , направленной против силы Лоренца, а ее величина возрастает по мере накопления заряда на противоположной грани. Когда \vec{F}_{ye} сравняется по величине с \vec{F}_e , результирующая сила $\vec{F}_d = \vec{F}_{ye} + \vec{F}_e$, действующая на движущиеся носители заряда, станет равной нулю: $\vec{F}_d = 0$, и отклонение траектории заряда от прямолинейной прекратится, прекратится и накопление заряда на передней грани. Между передней и задней гранями установится разность потенциалов, которая называется напряжением Холла U_H .

Запишем условие равенства $\vec{F}_{ye} = \vec{F}_e$:

$$q \frac{U_H}{\ell} = qvB. \quad (6.2)$$

С учетом того, что скорость носителя заряда \vec{v} может быть выражена через плотность тока \vec{j} как $\vec{v} = \vec{j}/(q \cdot p)$, где p – концентрация положительных носителей заряда (количество дырок в единице объема), получим для напряжения Холла

$$U_H = \frac{1}{qp} \frac{IB}{d} = R_H \frac{IB}{d} \quad (6.3)$$

Здесь через R_H обозначена величина $1/(qp)$, которая носит название постоянной Холла. *Постоянная Холла численно равна холловскому*

напряжению на образце единичной толщины d при пропускании через него тока I А и когда образец находится в магнитном поле 1 Тл . Как видно из формулы (6.3), напряжение Холла U_H прямо пропорционально току I и индукции магнитного поля \vec{B} . Из этого выражения, зная величину постоянной Холла и величину положительного заряда, можно найти концентрацию носителей заряда

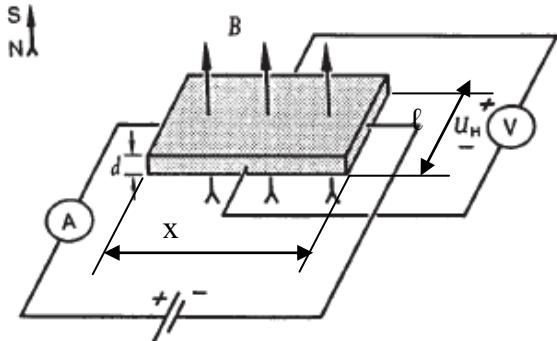


Рис. 6.1. Эффект Холла в образце прямоугольного сечения. Знак полярности напряжения Холла соответствует отрицательным носителям заряда.

Если ток создается отрицательными носителями заряда, то их скорость направлена против направления тока. В выражении (6.1) одновременно со знаком заряда меняет знак и скорость, поэтому направление силы Лоренца не изменяется. Отрицательные заряды будут также отклоняться к передней грани. Это означает, что полярность напряжения Холла изменится. Постоянная Холла будет равна

$$R_H = \frac{1}{qn} \quad (6.4)$$

где q – абсолютная величина отрицательного заряда, n – концентрация отрицательных носителей заряда. Как видно, знаки постоянной Холла для положительных и отрицательных носителей заряда оказываются противоположными. Таким образом, по полярности напряжения Холла можно определять тип носителей заряда.

Подвижность носителей заряда. Дрейфовая скорость движения носителей заряда зависит от величины электрического поля \vec{E} и от свойств материала

$$\vec{v} = \mu \vec{E}, \quad (6.5)$$

где μ определяется свойствами материала и называется подвижностью. Как видно, подвижность численно равна скорости носителей заряда в единичном электрическом поле. Подвижность, определенная по измерениям эффекта Холла, называется холловской подвижностью и обозначается μ_H . С учетом этого соотношения условие стационарности (т.е. независимости от времени) тока в эксперименте по эффекту Холла можно записать как

$$\mu_H E B U_H / e \quad (6.6)$$

Так как поле, обеспечивающее ток I , равно $E = U_{обр}/x$ ($U_{обр}$ – падение напряжения на образце, x – толщина образца), то холловская подвижность равна

$$\mu_H = \frac{U_H x}{U_{обр} B} \quad (6.7)$$

С другой стороны, используя $U_{обр} = IR$, где I – ток через образец, а $R = \rho x / (\ell d)$ – сопротивление образца, получим

$$\mu_H = \frac{x R_H}{\ell d R} = \frac{R_H}{\rho} = R_H \sigma. \quad (6.8)$$

Здесь ρ – удельное сопротивление образца, σ – удельная проводимость образца.

Таким образом, определить подвижность носителей заряда в образце можно зная R_H и удельную проводимость σ или зная U_H , $U_{обр}$, B и геометрические размеры образца.

Зависимость напряжения Холла и подвижности носителей от температуры. При повышении температуры изменяются как концентрация свободных носителей заряда, так и их подвижность. Это приводит к зависимости U_H от температуры. Зависимость концентрации свободных носителей заряда от температуры и имеет вид:

примесная

$$n_0 = \sqrt{N_v N_{np}} \exp\left(\frac{-E_{akm}}{2kT}\right) \quad (6.9)$$

собственная

$$n_i = \sqrt{N_v N_c} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right), \quad (6.10)$$

где $E_{акт}$ – энергия активации (ионизации) примесей. Энергией активации примесей называется энергия, необходимая для отрыва электрона от атома и возникновения способности свободно перемещаться по всему образцу. Δ_g – ширина запрещенной зоны, N_v, N_c – плотность энергетических состояний в валентной зоне и в зоне проводимости соответственно, $N_{i\delta}$ – концентрация примесей, k – постоянная Больцмана. Плотность энергетических состояний – это количество состояний в единице объема, которые может занять электрон. Из формул (6.9), (6.10) видно, что концентрация (примесная или собственная) носителей заряда увеличивается с повышением температуры. Следовательно, коэффициент Холла (и холловское напряжение) должен с температурой уменьшаться.

Уменьшение подвижности носителей заряда с ростом температуры связано с изменением длины свободного пробега λ и средней тепловой скорости $\langle u \rangle$

$$\mu = \frac{q}{m^*} \frac{\lambda}{\langle u \rangle} \quad (6.11)$$

Причинами рассеяния носителей заряда в полупроводниках, по-разному влияющих на температурную зависимость, подвижности являются а) тепловые колебания атомов (ионов) кристаллической решетки и б) ионизированные примеси.

При рассеянии на тепловых колебаниях решетки (рассеяние электронов и дырок на фононах) длина свободного пробега λ одинакова для носителей заряда с разными скоростями и обратно пропорциональна T : $\lambda \sim T^{-1}$.

Средняя скорость теплового движения частиц

$$\langle u \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \quad (6.12)$$

Поэтому подвижность носителей заряда зависит от температуры как

$$\mu \sim \frac{1}{T\sqrt{T}} = T^{-3/2}, \quad (6.13)$$

т.е. с ростом температуры подвижность носителей заряда уменьшается $\sim T^{-3/2}$ за счет рассеяния носителей заряда на колебаниях

кристаллической решетки.

При низких температурах эти соотношения не верны, т.к. основным механизмом рассеяния носителей заряда становится рассеяние на ионизированных примесных атомах.

Обычно мы имеем дело с «мелкими» примесями, т.е. с такими, у которых энергия ионизации E_{ion} порядка или меньше величины $kT=0.026$ эВ при комнатной температуре (например, для примесей B, P, As, Sb в германии $E_{ion} \approx 0.01$ эВ, в кремнии $E_{ion} \approx 0.04$ эВ). Из-за этого значительная часть примесных атомов находится в ионизированном состоянии даже при достаточно низкой температуре. Каждый ионизированный атом создает вокруг себя кулоновское поле, ослабленное по сравнению с вакуумом в ϵ раз. Движущиеся носители заряда, попадая в область действия этого поля, испытывают кулоновское притяжение или отталкивание, вследствие чего искажают свою траекторию. Чем больше скорость движения заряда, тем меньше времени он проводит вблизи заряженного атома, тем меньше рассеяние. Длина свободного пробега носителей растет по закону $\lambda \sim \langle u \rangle^4$.

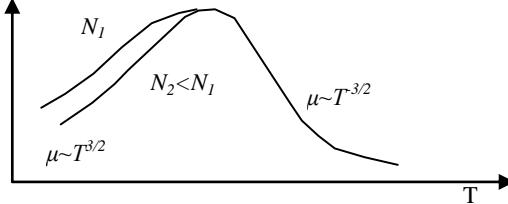


Рис. 6.2. Зависимость подвижности носителей заряда от температуры.

На рассеяние оказывает влияние и концентрация ионизированных примесей N_{np} . Чем больше количество ионов, тем меньше расстояние между ними и тем ближе к заряженному иону вынуждены подходить электроны или дырки. Поэтому длина свободного пробега обратно пропорциональна концентрации примесей. Таким образом, при низких температурах для подвижности получаем

$$\mu \sim \frac{\lambda}{\langle u \rangle} \sim \frac{\langle u \rangle^4}{N_{np} \langle u \rangle} \sim \frac{T^{3/2}}{N_{np}}, \quad (6.14)$$

т.е. подвижность растет с повышением температуры. Существование двух механизмов рассеяния приводит к наличию максимума в зависимости подвижности μ от температуры.

Эффект перекомпенсации. Если концентрация неосновных носителей такова, что они начинают заметно влиять на движение частиц в полупроводнике, находящемся в магнитном поле, то необходимо учитывать оба типа носителей. Коэффициент Холла в этом случае зависит как от концентрации носителей заряда, так и от соотношения их подвижностей и равен

$$R_H = -\frac{1}{e} \frac{n(\mu_n/\mu_p)^2 - p}{[n(\mu_n/\mu_p)^2 + p]^2} \quad (6.15)$$

В образце p -типа концентрация электронов пренебрежимо мала $n=0$ и

$$R_H = \frac{1}{ep}.$$

В образце n -типа концентрация дырок пренебрежимо мала $p=0$ и

$$R_H = -\frac{1}{en}$$

В германии и кремнии подвижность электронов заметно превышает подвижность дырок. Поэтому при низких температурах в образцах p -типа R_H положителен. При повышении температуры до состояния компенсации ($p\mu_p^2 = n\mu_n^2$) знак коэффициента Холла

становится отрицательным из-за большей подвижности электронов, хотя концентрация дырок и превышает концентрацию электронов. Соответственно меняется и полярность напряжения Холла. В образцах n-типа изменения знака холловского напряжения нет.

Магнитосопротивление

Магниторезистивный эффект – это эффект изменения электрического сопротивления образца под действием магнитного поля. Сила Лоренца искривляет траекторию движения носителя заряда, что проявляется как увеличение удельного сопротивления полупроводника в магнитном поле.

В случае образца ограниченного размера, при установлении динамического равновесия, возникшая холловская напряженность электрического поля компенсирует действие силы Лоренца и, следовательно, не происходит искривления траекторий носителей заряда, двигающихся со скоростью \vec{v} . Казалось бы, что в таком случае сопротивление образца не должно изменяться под действием магнитного поля. Однако эти рассуждения справедливы только для носителей, двигающихся со скоростью \vec{v} , соответствующей средней скорости. В действительности носители в полупроводнике распределены по скоростям. Поэтому носители со скоростью, превышающей среднюю скорость, будут смещаться к одной грани образца, т.к. на них будет действовать большая сила Лоренца. Носители, обладающие скоростью, меньшей средней скорости, будут смещаться к другой грани образца, так как на них будет действовать большая сила холловской напряженности электрического поля. Таким образом, удельное сопротивление образца изменяется в магнитном поле из-за искривления траекторий носителей заряда, движущихся со скоростями, отличными от средней скорости.

Если образец имеет неограниченные размеры, то нет накопления заряда на гранях, и магниторезистивный эффект максимален.

Между столкновениями частица движется в магнитном поле не по прямой, а вклад в ток определяется лишь проекцией

перемещения частицы на направление плотности тока. Это эквивалентно уменьшению времени свободного пробега τ в магнитном поле по сравнению с системой без магнитного поля τ_0 :

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + \frac{e^2 B^2}{m^*} \tau_0^2} \quad (6.16)$$

Временем свободного пробега называется время, которое частица движется между двумя соударениями. Это означает, что подвижность в поперечном магнитном поле μ_H также становится меньше подвижности без магнитного поля μ :

$$\mu_B = \frac{e\tau}{m^*} = \frac{e\tau_0}{m^* \left(1 + \frac{e^2 B^2}{m^*} \tau_0^2\right)} = \frac{\mu_0}{\left(1 + \frac{e^2 B^2}{m^*} \tau_0^2\right)} \quad (6.17)$$

Соответственно удельное сопротивление

$$\rho = \frac{1}{en\mu} = \frac{\left(1 + \frac{e^2 B^2}{m^*} \tau_0^2\right)}{en\mu_0} = \rho_0 \left(1 + \frac{e^2 B^2}{m^*} \tau_0^2\right) \quad (6.18)$$

Относительное изменение удельного сопротивления квадратично зависит от поля:

$$\frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\rho_0 \left(1 + \frac{e^2 B^2}{m^*} \tau_0^2\right) - \rho_0}{\rho_0} = \frac{e^2 B^2}{m^*} \tau_0^2 = KB^2 \quad (6.19)$$

где K – коэффициент магнитосопротивления.

Схема эксперимента

Экспериментальная установка представлена на рис. 4. Она позволяет изменять магнитное поле, ток через образец и температуру образца, а также измерять напряжение на образце и напряжение Холла. Обратите внимание на то, что для измерений необходимо две электрические цепи, и, соответственно, два

источника. Одна цепь служит для питания образца (показана на рис.3), другая – для питания электромагнита.

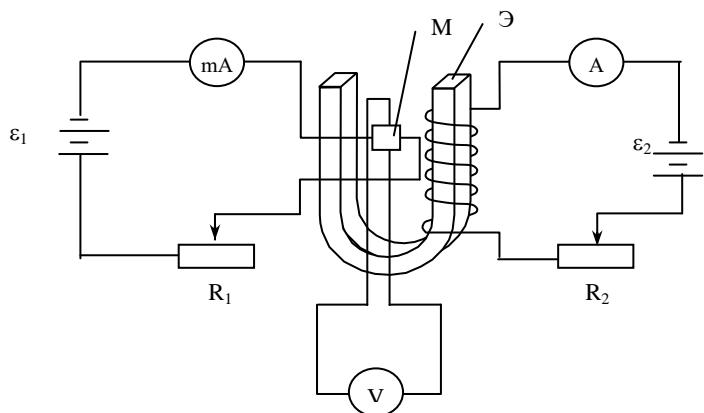


Рис. 6.3. Схема измерения постоянной Холла в полупроводнике
M – датчик Холла (Ge-полупроводник p-типа), Θ – электромагнит.

Измерения проводятся на образце прямоугольной формы с размерами $d = 1$ мм, $\ell = 0,01$ м, $x = 0,02$ м. (см. рис.1). Образец, представляющий собой кристалл Ge p -типа, укреплен в измерительном модуле. Модуль через вход АС (alternating current – переменный ток) на задней стороне напрямую соединяется с АС выходом источника тока напряжением 12 В. Образец помещается в магнитное поле, которое создается двумя катушками, соединенными последовательно и питающимися от выхода постоянного тока (DC, direct current – постоянный ток) источника питания. Магнитная индукция поля измеряется тесламетром. К тесламетру подсоединен шуп с закрепленным на его конце датчиком Холла. Через датчик Холла, представляющий собой полупроводник с низкой концентрацией носителей заряда, пропускается постоянный электрический ток от внутреннего источника тесламетра. Сигнал (холловское напряжение), пропорциональный величине внешнего магнитного поля, поступает на вход тесламетра. **Обратите внимание:** датчик Холла должен помещаться в центре магнитного поля (после того как аппаратура подготовлена).

Напряжение Холла измеряется цифровым мультиметром, который подключается к выходам U_H в верхней части модуля. Напряжение на образце $U_{обр}$ измеряется этим же мультиметром, который в этом случае подключается к выходам в нижней части модуля. Температура и ток через образец отображаются на дисплее модуля. Режим индикации дисплея устанавливается с помощью кнопки «Display». Ток через образец не должен превышать 20 мА. Нагрев образца начинается и прекращается при нажатии на кнопку «on/off» на задней стороне модуля. Стабилизации температуры не предусмотрено.

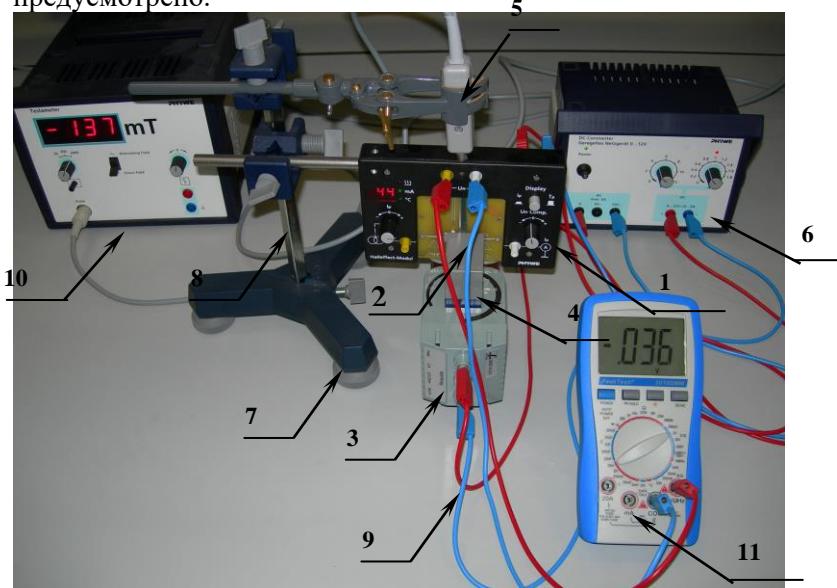


Рис. 6.4. Экспериментальная установка, где 1 - модуль для изучения эффекта Холла 2 - Ge-полупроводник р-типа, закреплённый на несущей панели. 3 - две катушки на 600 витков с железным U-образным пластинчатый сердечником; 4 – два полюсных наконечника; 5 - датчик Холла, тангенциальный, с защитным колпачком; 6 - источник питания; 7 - треножник ; 8 - штатив прямоугольный; 9 - соединительные шнуры, 500 мм; 10 – тесламетр; 11 - цифровой мультиметр;

Образец должен помещаться между магнитопроводами очень аккуратно, так чтобы не повредить кристалл, избегайте изгиба пластины. Датчик магнитного поля вводится между

магнитопроводом и образцом (он должен находиться непосредственно перед образцом) с осторожностью.

Порядок проведения работы

1. Ознакомление с приборами.

Убедитесь, что собранная схема эксперимента соответствует рис. 3. Проверьте отсутствие контакта между модулем и полюсами электромагнита. НЕ ВКЛЮЧАТЬ УСТАНОВКУ БЕЗ РАЗРЕШЕНИЯ ПРЕПОДАВАТЕЛЯ. ПОСЛЕ ПРОВЕРКИ ПРЕПОДАВАТЕЛЯ ЗАПРЕЩАЕТСЯ ДВИГАТЬ КАТУШКИ С СЕРДЕЧНИКОМ, ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МОДУЛЬ И ДАТЧИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ТАК КАК ЭТО МОЖЕТ ПРИВЕСТИ К РАЗРУШЕНИЮ ОБРАЗЦА!!!

Включите источник тока и тесламетр с помощью выключателей, находящихся на задней панели приборов. Убедитесь, что на измерительном модуле загорелся индикаторный светодиод. Необходимо ознакомиться с имеющимися на передней панели модуля органами управления: кнопка Display – переключает дисплей модуля на индикацию тока через образец I_p или температуры T ; гнезда U_H – служащие для измерения напряжения Холла, расположены над образцом; гнезда для измерения напряжения на образце $U_{обр}$ расположены в нижней части модуля.

Запишите температуру в помещении.

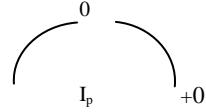
Установите ток через образец I_p равным 0. Включите цифровой мультиметр.

2. Измерения

1) Измерить зависимость напряжения Холла U_H от тока через образец I_p при магнитном поле $B = 250$ мТл и комнатной температуре, изменения ток от $I_p = -20$ мА до $I_p = 20$ мА с шагом 5 мА. Данные занести в таблицу 1.

Таблица 1.

№ п/п	I_p , мА	U_H , мВ



6.5. Ручка управления током

2) Измерить зависимость напряжения Холла U_H от величины магнитного поля \vec{B} при токе через образец $I_p=20$ мА, комнатной температуре. Магнитное поле изменять от $B = -250$ мТл до $B = +250$ мТл с шагом 50 мТл. Для изменения направления магнитного поля необходимо: а) установить ток через образец $I_p=0$ мА, б) поменять местами положительный и отрицательный концы у гнезд постоянного тока универсального источника питания, в) установить ток $I_p=20$ мА. Данные занести в таблицу 2.

Таблица 2.

№ п/п	B , мТл	U_H , мВ

3) Измерить зависимость напряжения холла от температуры. Установить $B = 250$ мТл и $I_p=20$ мА. Для снятия температурных зависимостей необходимо:

- а) переключить индикатор модуля на измерение температуры;
- б) нажать кнопку «on/off» на задней панели модуля;
- в) дождаться температуры 150 °C.
- г) выключить нагрев кнопкой «on/off».
- д) в процессе остывания образца измерить зависимость U_H от температуры (начальная температура - 150 °C, конечная - 25 °C, шаг – 10 °C). Данные занести в таблицу 3.

Таблица 3.

t , °C	T , K	U_H , мВ	μ_H , м ² /(Вс)

4) Измерить зависимость напряжения на образце $U_{обр}$ от величины магнитного поля B при токе через образец $I_p=20$ мА и комнатной температуре. Магнитное поле изменять от $B = 0$ до $+250$ мТл с шагом 20 мТл. Данные занести в таблицу 4.

Таблица 4.

B , мТл	$U_{обр}$, мВ	R_B , Ом	$ (R_B \cdot R_0)/R_0 $

5) Измерить зависимость напряжения на образце $U_{обр}$ от температуры. Установить $B=0$ мТл и $I_p=20$ мА. Для снятия температурных зависимостей необходимо предварительно нагреть образец до температуры 150 °C, а необходимые данные снимать при охлаждении образца. Для этого необходимы те же действия, что и при выполнении п.3:

- а) переключить индикатор модуля на измерение температуры;
- б) нажать кнопку «on/off» на задней панели модуля;
- в) дождаться температуры 150 °C.
- г) выключить нагрев кнопкой «on/off».
- д) измерить зависимость $U_{обр}$ от температуры 150 °C до комнатной с шагом 10°C. Данные занести в таблицу 5.

Таблица 5.

$t, ^\circ\text{C}$	$T, \text{К}$	$I/T, \text{K}^{-1}$	$U_{обр}, \text{мВ}$	$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$	$\ln \sigma$

Обработка экспериментальных данных.

1. Построить зависимость U_H от I_p . Сравнить с теоретической зависимостью.

2. Построить зависимость U_H от \vec{B} . Сравнить с теоретической зависимостью.

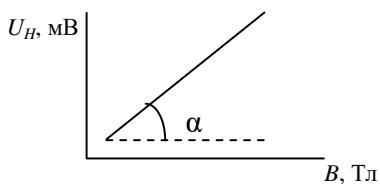


Рис. 6.6. Зависимость напряжения Холла от магнитной индукции

- а) Определить тангенс угла наклона линии $\operatorname{tg}(\alpha)$, равный коэффициенту b в зависимости $U_H=U_0+bB$.
- б) Найти постоянную Холла и ее среднеквадратичную погрешность σ_{U_0} .
- в) Определить среднеквадратичную погрешность коэффициента b σ_b .
- г) Найти постоянную Холла и ее среднеквадратичную погрешность σ_{RH} :

$$R_H = \frac{U_H d}{BI} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha) d}{I}$$

в) Найти концентрацию примесей в образце и ее погрешность:

$$N_{np} = p = I/(e \cdot R_H) \text{ для } p\text{-Ge}$$

3. Используя данные табл.4, определить сопротивление образца при отсутствии магнитного поля:

$$R_0 = U_{обр}(H=0)/I.$$

4. Определить удельную проводимость образца при отсутствии магнитного поля:

$$\sigma_0 = \ell / (R_0 S),$$

где $S = d \cdot \ell$.

5. Определить холловскую подвижность μ_H основных носителей заряда и ее дисперсию $\sigma\mu_H$ при комнатной температуре:

$$\mu_H = R_H \cdot \sigma_0,$$

6. По данным табл.3 построить зависимость холловского напряжения U_H от абсолютной температуры. По наличию смены знака U_H определить тип основных носителей заряда. Найти температуру перекомпенсации.

7. По данным табл.5 рассчитать и построить зависимость логарифма проводимости $\ln(\sigma)$ от обратной температуры $1/T$:

$$\sigma = I/\rho = (I \cdot x) / (U_{обр} \cdot d \cdot \ell),$$

где $I = 20$ мА, размеры образца см. $\ln \sigma$ выше.

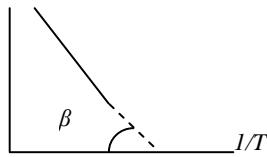
По наклону графика определить ширину запрещенной зоны E_g образца:

$$E_g = 2k \cdot \operatorname{tg} \beta,$$

Рис. 6.7. Зависимость логарифма проводимости от обратной температуры

где k – постоянная Больцмана.

8. По данным табл.4 рассчитать сопротивление образца в присутствии магнитного поля $R_B = U_{обр}/I$. Построить график зависимости относительного изменения сопротивления



$|(R_B - R_0)/R_0|$ от B^2 .

По наклону линии найти коэффициент магнитосопротивления
 $K = \operatorname{tg} \alpha$.

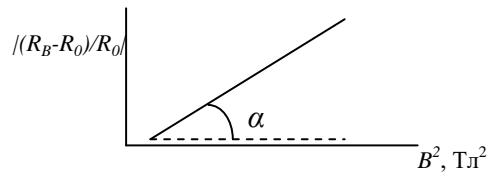


Рис. 6.8. Зависимость относительного изменения сопротивления от квадрата магнитной индукции

Вопросы для самоконтроля и проверки владения материалом:

1. Дайте определение силы Лоренца, плотности тока.
2. Что называется эффектом Холла?
3. От чего зависит холловское напряжение и постоянная Холла?
4. Как определить направление силы Лоренца?
5. В чем сходство и различие действия силы Лоренца на свободную частицу и на частицу в твердом теле?
6. Каким образом по эффекту Холла можно определить концентрацию и тип носителей заряда?
7. Что называется подвижностью носителей заряда?
8. Как работает датчик Холла?
9. Как холловская подвижность зависит от удельного сопротивления материала и от длины свободного пробега носителей заряда?
10. От каких параметров полупроводника зависит собственная концентрация носителей заряда?
11. От чего зависит подвижность носителей заряда и их скорость?
12. Как влияет подвижность на знак коэффициента Холла?
13. Что такое плотность энергетических состояний?
14. Как зависит длина свободного пробега носителей заряда от средней тепловой скорости и почему?
15. Каков основной механизм рассеяния носителей заряда при относительно высоких и при относительно низких температурах?
16. Что такое эффект перекомпенсации?
17. Что такое явление магнитосопротивления и в чем его физическая причина?
18. Каков характер зависимости изменения сопротивления от магнитного поля?

Содержание отчета

Отчёт оформляется в печатном виде на листах формата А4 в соответствии с требованиями, предъявляемыми кафедрой ОТФ, в котором помимо стандартного титульного листа должны быть раскрыты следующие пункты:

1. Цель работы.
2. Краткое теоретическое содержание:
 - 2.1. Явление, изучаемое в работе.
 - 2.2. Определение основных физических понятий, объектов, процессов и величин.
 - 2.3. Законы и соотношения, описывающие изучаемые процессы, на основании которых получены расчётные формулы.
3. Электрическая схема.
4. Расчётные формулы с пояснением к физическим величинам.
5. Формулы погрешностей косвенных измерений.
6. Таблицы с результатами измерений и вычислений.

(Таблицы должны быть пронумерованы и иметь название.
Единицы измерения физических величин желательно указать в отдельной строке.

7. Пример вычисления (для одного опыта):
 - 7.1. Расчетная формула.
 - 7.2. Расчетная формула с подстановкой численных значений физических величин.
 - 7.3. Результат вычислений.
8. Графический материал:
 - 8.1. Аналитическое выражение функциональной зависимости, которую необходимо построить.
 - 8.2. На осях координат указать масштаб, физические величины и единицы измерения.
 - 8.3. На координатной плоскости должны быть нанесены экспериментальные точки.
 - 8.4. По результатам эксперимента, представленным на координатной плоскости, провести плавную линию, аппроксимирующую функциональную теоретическую зависимость в соответствии с методом наименьших квадратов.

9. Анализ полученных результатов.

РЕКОМЕНДАТЕЛЬНЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Детлаф А.А., Курс физики. /Детлаф А.А., Яворский Б.М. М.: Высшая школа, 2009.
2. Квантовая механика, физика твёрдого тела и элементы атомной физики. /Парфенова И.И., Егоров С.В., Мустафаев А.С и др. Сборник задач для студентов технических специальностей, СПб.: СПГТИ (ТУ), 2010. 112 с.
3. Никифоров, Компоненты и технологии, №5, 2005г. с. 176-185
4. В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин, Полупроводниковые приборы. М.: «Высшая школа», 1987
5. Савельев И.В. Курс физики. Т. 3. СПб.: М: Лань, Т.3, 2008

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение.....	3
2. Зонная теория твёрдых тел.....	5
3. Работа 4. Исследование термопары.....	10
4. Работа 5. Анализ магнитных примесей Методом ЭПР....	24
5. Работа 6. Гальваномагнитные явления в твердых телах...	36
6. Содержание отчёта.....	52
7. Рекомендательный библиографический список.....	53