

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Национальный исследовательский университет

Учебно-научный и инновационный комплекс

"Новые многофункциональные материалы и нанотехнологии"

Основная образовательная программа

210100 «Электроника и микроэлектроника», общий профиль, квалификация
(степень) магистр

Учебно-методический комплекс по дисциплине
«Спинтроника»

Основная образовательная программа

210100.62 «Электроника и микроэлектроника», общий профиль, квалификация
(степень) бакалавр

Учебно-методический комплекс по дисциплине
«Материалы и методы нанотехнологии»

Дорохин М.В., Кудрин А.В.

**ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
НАНОСТРУКТУР**

Электронное учебно-методическое пособие

Мероприятие 1.2. Совершенствование образовательных технологий, укрепление материально-технической базы учебного процесса

Нижний Новгород
2012

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР. Дорохин М.В., Кудрин А.В. Электронное учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2012. – 80 с.

В учебно-методическом пособии рассмотрены основные виды приборов на спин-зависимых эффектах, материалы, наиболее часто используемые для их изготовления. Описаны основные методы исследования полупроводниковых приборов, а также дополнительные методы исследования спин-зависимых характеристик. Рассмотрены основные гальваномагнитные явления в твердых телах (эффект Холла) и особенности их проявления в ферромагнитных материалах. Описаны возможные реализации экспериментальных исследований эффекта Холла и магнетосопротивления в ферромагнитных металлических и полупроводниковых наноструктурах. Описаны основные подходы и методики измерений циркулярной поляризации электролюминесценции в светоизлучающих диодах на основе ферромагнитных наноструктур. Рассмотрены возможности совместного исследования гальваномагнитных эффектов и люминесценции в полупроводниковых ферромагнитных квантово-размерных структурах с целью комплексного анализа их свойств на примере гетероструктур InGaAs/GaAs/GaMnAs.

Электронное учебно-методическое пособие предназначено для студентов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 210100 «Электроника и наноэлектроника», изучающих курс «Спинтроника», и по направлению 210100.62 «Электроника и наноэлектроника», изучающих курс «Материалы и методы нанотехнологии».

Оглавление

Введение:	5
1. Методы исследования электрических и оптических свойств полупроводниковых структур	8
1.1. Спектроскопия фотолюминесценции.....	8
1.2. Спектроскопия электролюминесценции.....	12
1.3. Исследование вольтамперных характеристик.....	15
1.4. Эффект Холла.....	16
1.5. Другие методики	24
2. Специальные методы исследования для приборов спинтроники.....	27
2.1. Предмет спинтроники	27
2.2. Спин и магнитный момент	30
2.2.1. Момент количества движения	31
2.2.2. Магнитный момент	31
2.2.3 Спин в полупроводниках	33
2.2.4. Управление спином.....	35
2.3. Приборы спинтроники	37
2.3.1 Спиновый клапан	37
2.3.2. Спиновый транзистор	39
2.3.3. Спиновый светоизлучающий диод.....	39
2.3.4. Люминесцентный транзистор со спиновым клапаном.....	41
3. Методы исследования материалов спинтроники	43
3.1. Эффект Холла в ферромагнитных материалах.....	43
3.2. Циркулярно-поляризованная люминесценция в ферромагнитных материалах и системах ферромагнетик/полупроводник.....	47

4. Экспериментальная реализация комбинированной методики измерений аномального эффекта Холла и циркулярно-поляризованной люминесценции	57
4.1. Методика измерения аномального эффекта Холла	58
4.2. Методика измерения циркулярно-поляризованной фотолюминесценции	64
4.2.1. Общая схема измерения циркулярной поляризации излучения	65
4.2.2. Схема измерения циркулярной поляризации фотолюминесценции ферромагнитных полупроводниковых наноструктур на основе GaAs	68
4.2.3. Автоматизация измерительной системы.....	72
4.2.4. Этапы измерений.....	76
4.3. Измерение аномального эффекта Холла и степени циркулярной поляризации на GaAs/InGaAs гетероструктуре, содержащей ферромагнитный δ -Mn-легированный слой	79
Заключение	83
Список литературы	84

Введение:

Исследование и контроль параметров полупроводниковых приборов являются неотъемлемой частью любой полупроводниковой технологии. В экспериментальной физике исследование параметров полупроводниковых образцов позволяет на практике обнаруживать многочисленные физические явления [1-3]. При разработке лабораторных технологий полупроводниковых приборов экспериментальные исследования служат для корректировки технологического процесса. В микроэлектронике одним из этапов формирования интегральной схемы является контроль качества. Контроль качества осуществляют путём измерения параметров изделий либо параметров специально-предназначенных элементов – ячеек «спутников» [4].

В настоящее время, по мере усложнения разрабатываемых полупроводниковых приборов и технологий их изготовления, усложняются и экспериментальные методики исследования полупроводников [1,5]. Для полной характеристики современного полупроводникового прибора требуется применение комплексных исследований, позволяющих получить информацию о большом количестве параметров, влияющих на работу того или иного элемента. Это становится особенно актуальным в связи с тем, что всё большую роль начинают играть приборы, работа которых основана на новых физических принципах [1]. Для таких приборов, как правило, не достаточно исследований электрических параметров (типа и величины проводимости, уровня легирования и пр.), ставших традиционными, а требуется применения ряда дополнительных методик [6]¹.

¹ Например, при исследовании полупроводниковых квантовых точек InAs/GaAs применяется комплексное исследование фотолюминесценции и морфологии поверхности с применением химического травления поверхностного слоя полупроводника. Это позволяет получить полную информацию о спектральных характеристиках – одном из основных параметров квантовых точек.

В настоящем пособии рассматриваются гальваномагнитные и оптические методы исследования сложных полупроводниковых гетероструктур, а также приборов на их основе. Рассматриваемые в пособии методики являются важнейшими для исследования полупроводников и контроля разработок лабораторных технологий. Они могут применяться, как изолировано, так и в комплексе – для полной характеристики параметров ряда приборов, функционирующих на новых физических принципах.

Лабораторные исследования, входящие в экспериментальную часть учебно-методического пособия выполняются с использованием лабораторного Комплекса для исследования гальваномагнитных и электрооптических свойств, включающего:

- Исследование нормального и аномального эффекта Холла;
- Спектроскопия фото- и электролюминесценции;
- Исследование магнитолевой зависимости циркулярной поляризации люминесценции.

Все методики были разработаны и апробированы в Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета (НИФТИ ННГУ) с использованием новейшего аналитического оборудования, закупленного в ННГУ по программе развития как Национального Исследовательского Университета.

В пособии рассматриваются физические принципы, положенные в основу названных методик и приводится методическое описание работы на оборудовании. В качестве примера использования названных методик приводится ряд результатов исследования разрабатываемых в НИФТИ ННГУ приборов спинтроники.

Пособие предназначено для студентов старших курсов и магистратуры, а также аспирантов, изучающих физику низкоразмерных структур или ведущих научную работу в соответствующей области.

1. Методы исследования электрических и оптических свойств полупроводниковых структур

В настоящей главе приведены некоторые методы неразрушающего контроля свойств полупроводников и структур на их основе. Указанные методы позволяют определить ряд основных параметров полупроводников, необходимых для анализа работы приборов на их основе. Наибольшее внимание уделено оптоэлектронным приборам: источникам и приёмникам излучения.

1.1. Спектроскопия фотолюминесценции

Спектроскопия фотолюминесценции применяется для контроля технологических параметров изготовления полупроводниковых наноструктур: состава, формы, оценки резкости границ раздела.

Метод заключается в анализе рекомбинационного излучения полупроводниковых структур, возбуждаемого в результате облучения полупроводника светом с энергией $h\nu_1 \geq \Delta E_g$, превышающей ширину запрещённой зоны этого полупроводника². Как правило, при исследовании фотолюминесценции (ФЛ) полупроводник облучается монохроматическим лазерным излучением.

Механизм возбуждения электрон-дырочных пар и их рекомбинации рассмотрим на примере гетероструктуры, представляющие собой эпитаксиальные монокристаллические слои InGaAs и GaAs, выращенные на подложке GaAs. Зонная структура образца показана на рисунке 1.1.

Лазерное излучение с энергией $h\nu_1$ облучает образец. Часть электронов образца поглотит энергию фотонов и будет заброшена в зону проводимости

² В случае исследования наноструктур возможны варианты возбуждения светом с энергией меньше ширины запрещённой зоны, но совпадающей с энергией электрон-дырочного перехода с квантовых уровней в наноструктурах – резонансная фотолюминесценция.

GaAs (процесс 1). В валентной зоне останутся дырки – положительно заряженные носители. Главное условие этого процесса $h\nu_1 \geq \Delta E_g$ – ширина запрещённой зоны GaAs.

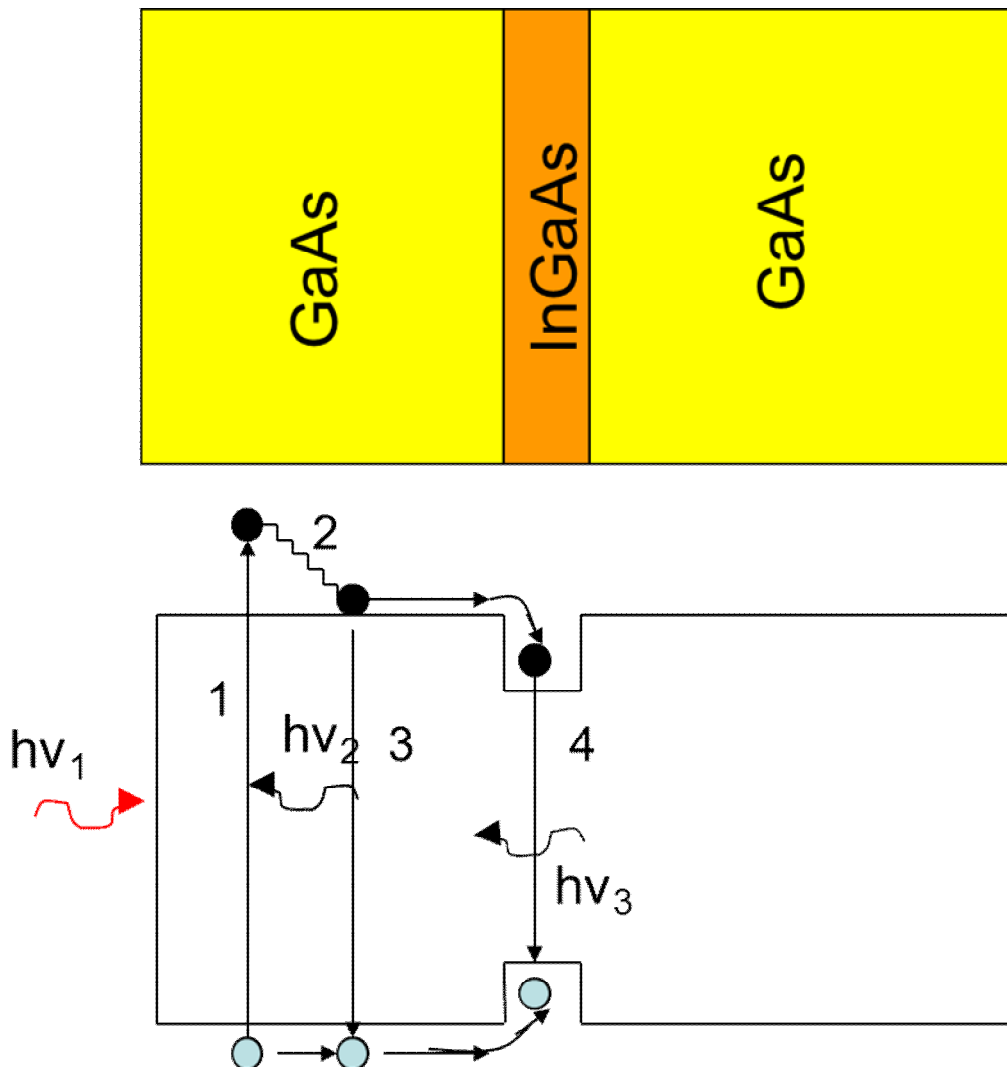


Рисунок 1.1 – Схема полупроводниковой гетероструктуры InGaAs/GaAs и соответствующая зонная диаграмма. Стрелками показаны процессы поглощения излучения и люминесценции.

Возбуждённые электроны и дырки отдадут часть своей энергии колебаниям решётки (фононам) и попадут на края энергетических зон (процесс 2). С краёв энергетических зон электроны и дырки могут рекомбинировать (процесс 3) с испусканием фотона с энергией $h\nu_2 \approx \Delta E_g$. На

спектре виден пик при энергии $\approx 1,507$ эВ – это ширина запрещённой зоны GaAs.

Если в эпитаксиальной многослойной структуре присутствуют слои с меньшей шириной запрещённой зоны, то носители заряда могут попасть в потенциальную яму, образованную этими слоями (например, GaAs/InGaAs/GaAs), и рекомбинировать с меньшей энергией $h\nu_3 < \Delta E_g$.

Длина волны излучения является характеристическим параметром, дающим информацию о структуре и свойствах полупроводника.

1) В случае сравнительно широких эпитаксиальных слоёв однородного полупроводника энергия излучения соответствует ширине запрещённой зоны. Последнее является атрибутом данного конкретного полупроводника (Таблица 1), поэтому энергия испускаемого излучения несёт информацию о материале анализируемого полупроводника.

Таблица 1. Параметры люминесценции некоторых полупроводниковых материалов (при температуре 300 К) [7]

материал	GaAs	InAs	InP	Si	Ge	GaSb	GaP
ΔE_g (эВ)	1.43	0,73	1.344	1.12	0.661	0,726	2,26
α , см ⁻¹	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	xxx

коэффициент поглощения α при 300 К и длине волны $\sim 0,62$ мкм (соответствует длине волны He-Ne лазера)

2) В случае, если полупроводник представляет собой твёрдый раствор из двух известных материалов (например, $In_xGa_{1-x}As$), то ширина запрещённой зоны и, соответственно, энергия перехода ФЛ зависят от состава твёрдого раствора (x) [7]. Энергия ФЛ излучения несёт информацию о составе.

Так в твёрдом растворе $In_xGa_{1-x}As$ ширина запрещённой зоны равна:

$$\Delta E_g = 0.36 + 0.63x + 0.43x^2 \quad (1.1)$$

3) В случае сложной гетероструктуры, представляющей собой прослойку узкозонного материала в матрице широкозонного, возможно

появление дискретных энергетических уровней для электронов в зоне проводимости и для дырок в валентной зоне полупроводника [8]. Это связано с проявлением эффектов размерного квантования в том случае, когда размер узкозонной области сравним с длиной волны Де Бройля для носителей³. Метод спектроскопии фотолюминесценции таких структур применим для анализа квантовых уровней при условии наличия информации о материалах слоёв гетероструктуры.

В общем виде, существует межзонная излучательная рекомбинация и рекомбинация с центров люминесценции. Центрами люминесценции могут быть названы любые состояния, образующие энергетические уровни в запрещённой зоне (дискретные уровни в квантовых ямах, уровни, обусловленные наличием примесных атомов [2], дефекты различного рода⁴ [9]). Более подробную информацию о видах рекомбинации в полупроводниках можно найти в [2, 10].

Таким образом, метод спектроскопии фотолюминесценции позволяет анализировать ряд параметров полупроводниковых квантово-размерных гетероструктур. Интенсивность фотолюминесценции зависит от соотношения вероятностей излучательной и безызлучательной рекомбинации. Высокая концентрация дефектов в полупроводнике приводит к снижению интенсивности ФЛ, т.е. по ФЛ можно судить о кристаллическом совершенстве структуры.

С другой стороны это же является и недостатком метода, т.к. в сильно дефектных структурах интенсивность ФЛ невелика [11]. На практике

³ Сказанное справедливо для случая гетероструктуры первого рода, когда на гетерогранице формируется потенциальная яма для носителей заряда обоих знаков. Существуют также гетероструктуры второго рода, в которых потенциальная яма формируется только для одного типа носителей [2]. Хотя картина люминесценции для гетероструктур первого и второго рода имеет некоторые принципиальные различия, метод спектроскопии ФЛ в обоих случаях может использоваться для анализа квантовых уровней энергии.

⁴ Отметим, что рекомбинация в полупроводниках с участием дефектов как правило безызлучательная, однако возможна и рекомбинация с испусканием фотонов.

высокая интенсивность фотолюминесценции объёмных полупроводников достигается только при низких температурах. К недостаткам метода можно отнести и то, что анализируются только приповерхностные слои полупроводника. Для оценки толщины слоя, испускающего фотолюминесцентное излучение, может быть использовано следующее соотношение:

$$d = l + l_{дифф} \quad (1.2)$$

, где $l_{дифф}$ - длина диффузии носителей, l - глубина проникновения возбуждающего излучения (расстояние от границы полупроводника, на котором интенсивность излучения спадает на порядок), рассчитываемая по формуле:

$$l = \alpha(\lambda) \cdot \ln(10) \quad (1.3)$$

, где $\alpha(\lambda)$ - коэффициент поглощения света, зависящий от длины волны и типа материала.

Другим недостатком метода является низкая интенсивность люминесценции в непрямозонных полупроводниках, таких как Si и Ge [2,10].

1.2. Спектроскопия электролюминесценции

Электролюминесценцией (ЭЛ) называется люминесценция, при которой светящееся тело получает энергию непосредственно из электрического поля. Метод спектроскопии электролюминесценции применяется для анализа параметров работы светоизлучающих диодов. В отличие от метода ФЛ, наибольший интерес в методе ЭЛ представляет ватт-амперная характеристика (зависимость мощности излучения от тока диода). Большинство светоизлучающих диодов (СИД) построено на основе двух механизмов возникновения ЭЛ: предпробойная и инжекционная электролюминесценция [12,13]. И в том, и в другом случае эффективная

электролюминесценция возможна в структурах, в которых в состоянии равновесия электроны и дырки разделены потенциальным барьером (барьер Шоттки или p-n переход).

При приложении электрического поля возникает ток носителей разных знаков, при этом электроны и дырки инжектируются в определённую область полупроводника. Эта область полупроводника называется активной областью. В активной области происходит излучательная рекомбинация и испускается свет. Длина волны излучения соответствует материалу полупроводника в активной области⁵. Например, если активная область представляет собой толстый слой GaAs, окружённый с двух сторон твёрдым раствором AlGaAs, то рекомбинация происходит на длине волны, соответствующей ширине запрещённой зоны GaAs.

На рисунке 1.2 (а,б) показаны предпробойный и инжекционный механизмы электролюминесценции соответственно. Основными процессами предпробойной ЭЛ являются процессы электрического пробоя полупроводников: туннельная и ударная ионизации кристаллической решетки, центров люминесценции и ударное возбуждение центров люминесценции.

Туннельная ионизация – механизм перевода электронов из валентной зоны в зону проводимости путем туннельного проникновения через потенциальный барьер, сужаемый при наклоне энергетических зон в результате помещения кристалла в электрическое поле (рисунок 2а, переход 1). Указанный эффект носит название эффекта Зинера. В кристаллической решетке происходят тепловые колебания. Если электрон при туннельном переходе поглощает

⁵ Обязательным условием испускания излучения в активной области является одновременное наличие зарядов обоих знаков. Для количественной оценки эффективности ЭЛ вводится коэффициент инжекции – отношение дырочной (или электронной) компоненты тока к общему току диода. Разумеется, наиболее эффективная электролюминесценция достигается в том случае, если значение коэффициента инжекции близко к 0,5.

квант этого колебания - фонон, то он приобретает его энергию, что эквивалентно понижению на эту энергию высоты потенциального барьера.

В сильном электрическом поле электроны зоны проводимости ускоряются (переход 2), приобретая энергии, достаточные для выбивания электронов из валентной зоны в зону проводимости (переход 3) [13]. Аналогичные переходы происходят под действием ускоряемых дырок. Указанный механизм называется ударная ионизация. Он показывает возможности рекомбинации носителей в активной области без электрической инжекции. Также возможны возбуждение и ионизация примесных центров (переходы 4 и 5, соответственно).

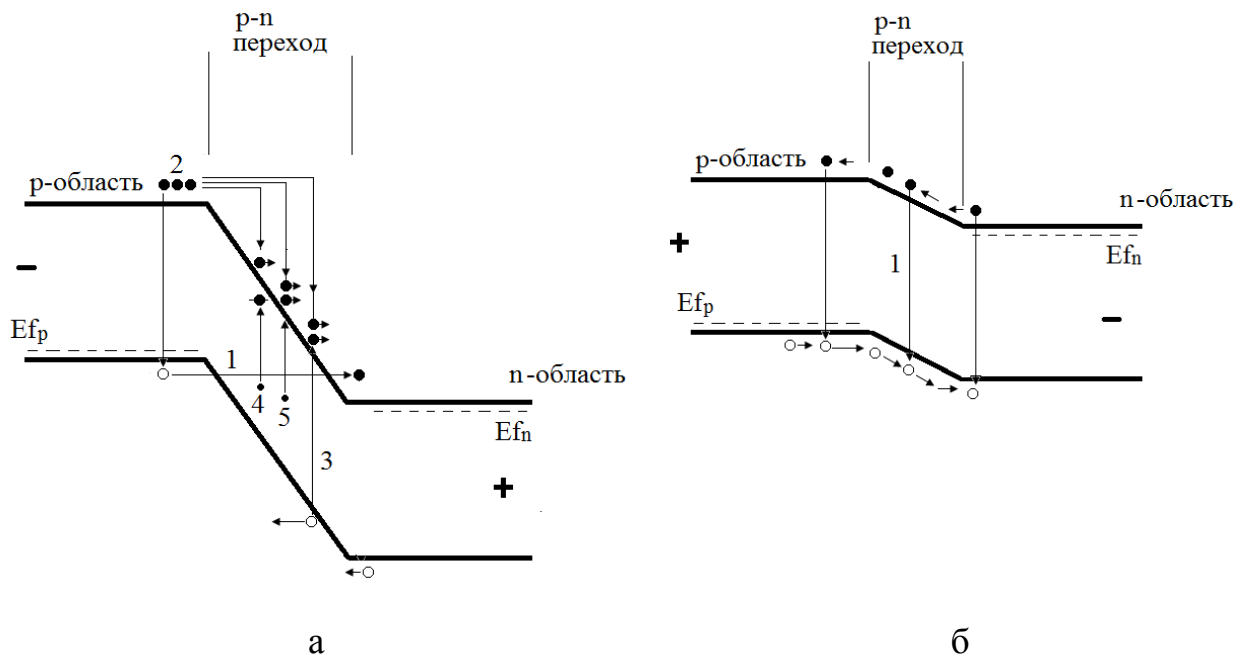


Рисунок 1.2 – Возможные электрон-дырочные переходы в обратносмещённых (а) и прямосмещённых (б) *p-n* – диодах.

Инжекционная электролюминесценция возникает в результате электрической инжекции носителей заряда в активную область СИД. Как правило, инжекционная ЭЛ появляется при прямом смещении диода. Зонная схема *p-n*-перехода, включенного в прямом направлении, представлена на рисунке 2б. Приложение внешнего напряжения ΔU , понижающего контактную разность потенциалов, дает возможность части носителей

проникнуть в переход и прилегающие к нему области и рекомбинировать с носителями заряда противоположного знака, испуская при этом кванты света (переход 1 на рисунке 2б [13]. Активной областью СИД в этом случае (наиболее распространенном) является граница *p-n*-перехода.

Отметим, что по мере увеличения тока диода часть инжектированных носителей проникает во все более отдаленные от границы *p-n*-перехода области кристалла

В современных ССИД реализованы промежуточные случаи: инжекция дырок из области полупроводника *p*-типа и туннельный перенос электронов за счёт механизма Зинера [14].

1.3. Исследование вольтамперных характеристик

Вольтамперные характеристики применяются для анализа полупроводниковых диодов. Они позволяют определить качество работы диода, факт наличия или отсутствия утечек на границе перехода, качество контактов. По полученным зависимостям вольтамперных характеристик (измеренным при 300 К) в предположении диодной теории протекания тока рассчитываются электрические параметры – высота потенциального барьера и коэффициент неидеальности.

Согласно теории [2], вольтамперная характеристика *p-n* перехода описывается уравнением

$$I = I_S \left(\exp\left(\frac{|e|U}{nkT}\right) - 1 \right), \quad (1.4)$$

где e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T – температура, n – так называемый коэффициент неидеальности, I_S – ток насыщения, определяемый по формуле

$$I_S = A \left(\exp \left(- \frac{|e|\varphi_b}{kT} \right) \right), \quad (1.5)$$

где A – константа, зависящая от материала полупроводника, φ_b – высота потенциального барьера для носителей заряда [2, 10, 12]

Эта формула справедлива в случае полупроводников с высокой подвижностью носителей, для напряжений, не превышающих высоты потенциального барьера φ_b , а также при достаточно высоких температурах, при которых протекание тока может быть описано согласно модели термоэлектронной эмиссии. В этом случае угол наклона экспериментальной кривой позволяет вычислить n , а значение тока насыщения – высоту барьера. Отклонения коэффициента неидеальности от единицы (он меняется от $1 \leq n \leq 2$) позволяет учесть вклад рекомбинационной составляющей в протекание тока (в том случае, когда все инжектированные носители рекомбинируют, коэффициент неидеальности равен 2).

1.4. Эффект Холла

Эффект Холла позволяет определить ряд основных параметров полупроводника, таких как концентрация и подвижность носителей заряда. В большинстве случаев исследование эффекта Холла не требуют сложного оборудования, процесс подготовки образцов для измерений также достаточно прост. По этой причине измерения эффекта Холла являются неотъемлемой частью процесса контроля параметров структур в полупроводниковой технологии.

Рассмотрим ряд эффектов, связанных с влиянием магнитного поля на транспорт носителей тока в проводниках (так называемые гальваномагнитные эффекты).

В квазиклассическом приближении для электрона, движущегося в кристалле под действием внешнего электрического поля \mathbf{E} , можно записать уравнение движения:

$$m^* \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -e\mathbf{E} - m^* \frac{\mathbf{V}}{\tau}, \quad (1.6)$$

где m^* – эффективная масса электрона, \mathbf{V} – дрейфовая скорость электрона, τ – среднее время свободного пробега носителя тока (время релаксации) [15].

Слагаемое $m^* \frac{\mathbf{V}}{\tau}$ соответствует силе, действующей на носитель тока со стороны кристаллической решетки и определяющей торможение носителей тока в результате их рассеяния.

В случае приложения к кристаллу внешнего магнитного поля, перпендикулярного направлению скорости носителя заряда, на носитель начинает действовать дополнительная сила – сила Лоренца ($-e[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}]$), где \mathbf{B} – внешнее магнитное поле. Следовательно, уравнение движения заряженной частицы в кристалле во внешнем электрическом и магнитном поле будет иметь вид:

$$m^* \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -e\mathbf{E} - m^* \frac{\mathbf{V}}{\tau} - e[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}]. \quad (1.7)$$

Пусть магнитное поле приложено к кристаллу в направлении оси z (вектор магнитного поля имеет одну компоненту $\mathbf{B} = B_z \cdot \mathbf{k}$), а электрическое поле ориентировано произвольно ($\mathbf{E} = E_x \cdot \mathbf{i} + E_y \cdot \mathbf{j} + E_z \cdot \mathbf{k}$, где \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} единичные векторы вдоль осей x , y , z).

В равновесных условиях $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = 0$ (т.е. частица движется в кристалле без ускорения) и уравнение движения заряженной частицы примет вид:

$$m^* \frac{\mathbf{V}}{\tau} = -e\mathbf{E} - e[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}]. \quad (1.8)$$

Соответственно проекции данного уравнения на оси x , y , z будут иметь вид:

$$m^* \frac{V_x}{\tau} = -e E_x - e V_y B_z, \quad (1.9a)$$

$$m^* \frac{V_y}{\tau} = -e E_y - e V_x B_z, \quad (1.9б)$$

$$m^* \frac{V_z}{\tau} = -e E_z. \quad (1.9в)$$

Поскольку плотность тока определяется как $\mathbf{J} = -en\mathbf{V}$, где n – концентрация носителей тока, \mathbf{V} – дрейфовая скорость носителей тока, то умножением каждой части уравнений (4) на заряд электрона и концентрацию электронов, получаем выражения для компонент плотности тока:

$$J_x = \frac{e^2 n \tau}{m^*} E_x - \frac{e B_z \tau}{m^*} J_y, \quad (1.10a)$$

$$J_y = \frac{e^2 n \tau}{m^*} E_y + \frac{e B_z \tau}{m^*} J_x, \quad (1.10б)$$

$$J_z = \frac{e^2 n \tau}{m^*} E_z. \quad (1.10в)$$

В случае отсутствия магнитного поля компоненты вектора плотности тока связаны с компонентами вектора электрического поля через величину

$\sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m^*}$, характеризующую электрическую проводимость среды.

Величина $\omega = \frac{e B_z}{m^*}$ является циклотронной частотой, т.е. частотой

обращения заряженной частицы в постоянном магнитном поле.

Следовательно:

$$J_x = \sigma_0 E_x - \omega \tau J_y, \quad (1.11a)$$

$$J_y = \sigma_0 E_y + \omega \tau J_x, \quad (1.11б)$$

$$J_z = \sigma_0 E_z. \quad (1.11в)$$

Решая эту систему относительно плотности тока, можно получить связь компонентов вектора плотности тока с компонентами вектора электрического поля:

$$J_x = \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} E_x - \frac{\omega\tau\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} E_y, \quad (1.12a)$$

$$J_y = \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} E_y + \frac{\omega\tau\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} E_x, \quad (1.12б)$$

$$J_z = \sigma_0 E_z. \quad (1.12в)$$

Компоненты вектора плотности тока \mathbf{J} связаны с компонентами вектора электрического поля \mathbf{E} соотношением $J_i = \sigma_{ik} E_k$, где σ_{ik} – тензор проводимости, имеющий следующий вид:

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} & -\frac{\omega\tau\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} & 0 \\ \frac{\omega\tau\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} & \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (1.13a)$$

или

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1.13б)$$

Очевидно, что при отсутствии внешнего магнитного поля тензор проводимости будет иметь только диагональные компоненты, причем $\sigma_{xx} = \sigma_{zz}$ и соотношение $J_i = \sigma_{ik} E_k$ будет выражать закон Ома для изотропной среды.

Связь компонентов электрического поля с компонентами вектора плотности тока имеет вид $E_i = \sigma_{ik}^{-1} J_k$, где σ_{ik}^{-1} тензор, обратный тензору проводимости σ_{ik} , т.е. тензор сопротивления. Тензор σ_{ik}^{-1} имеет вид:

$$\sigma^{-1}_{ik} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_0} & \frac{\omega\tau}{\sigma_0} & 0 \\ -\frac{\omega\tau}{\sigma_0} & \frac{1}{\sigma_0} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sigma_0} \end{pmatrix} \quad (1.14a)$$

или

$$\sigma^{-1}_{ik} = \rho_{ik} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1.14b)$$

Следовательно, связь компонентов вектора электрического поля и компонентов вектора плотности тока имеет вид:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

Рассмотрим случай, когда вектор магнитного поля направлен вдоль оси z (т.е. $\mathbf{B} = B_z \cdot \mathbf{k}$), а вектор плотности тока направлен вдоль оси x (т.е. $\mathbf{J} = J_x \cdot \mathbf{i}$).

В этом случае согласно (10):

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} J_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Компоненты вектора электрического поля будут иметь вид:

$$E_x = \rho_{xx} J_x, \quad (1.17a)$$

$$E_y = -\rho_{xy} J_x, \quad (1.17b)$$

$$E_z = 0. \quad (1.17b)$$

Видно, что наличие магнитного поля, направленного перпендикулярно протекающему в кристалле току, приводит к возникновению внутри кристалла компоненты электрического поля, ортогональной направлению тока и магнитного поля, т.е. к возникновению эффекта Холла. Физический

смысл данного эффекта состоит в том, что действие силы Лоренца приводит к перемещению носителей тока вдоль направления действия силы, т.е. в направлении, перпендикулярном протеканию тока. Возникающее при этом отклонение от электростатической нейтральности (в направлении перпендикулярном току) приводит к появлению электрического поля E_y , препятствующего поперечному (вдоль силы Лоренца) движению носителей и направленного перпендикулярно протекающему току.

Угол θ между компонентами электрического поля E_y и E_x – угол Холла.

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{E_x}{E_y} . \quad (1.18)$$

При эффекте Холла появляется компонента электрического поля E_y – поле Холла. Разность потенциалов V_H (э.д.с. Холла), возникающая на боковых гранях кристалла в результате наличия поля Холла E_y , равна:

$$V_H = E_y \cdot l , \quad (1.19)$$

где l – ширина кристалла. Т.е., $V_H = -\rho_{xy} \cdot J_x \cdot l = -\frac{\omega\tau}{\sigma_0} J_x l$. С учетом того, что

$\sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m^*}$ и $\omega = \frac{e B_z}{m^*}$, получается:

$$V_H = -\frac{1}{en} B_z J_x l \quad (1.20a)$$

или

$$V_H = R_0 \cdot B_z J_x l \quad (1.20b)$$

От типа носителей тока (электроны или дырки) в материале зависит направление электрического поля E_y (поля Холла), препятствующего движению носителей вдоль силы Лоренца. Следовательно, от знака носителей тока будет зависеть знак возникающей э.д.с. Холла, т.е. по знаку э.д.с. Холла возможно определения типа носителей тока.

Величина э.д.с. Холла пропорциональна напряженности магнитного поля B и плотности тока J . Коэффициент пропорциональности: $R_0 = -\frac{1}{en}$ - коэффициент Холла. Ввиду линейной зависимости э.д.с. Холла от магнитного поля при постоянном значении протекающего через образец тока, возможно определение величины коэффициента Холла в ходе экспериментальных исследований по изменению величины э.д.с. Холла с изменением магнитного поля. Определение коэффициента Холла позволяет вычислить концентрацию носителей тока ($n = -\frac{1}{eR_0}$).

Следует отметить, что рассмотрение явлений переноса носителей тока в рамках кинетической теории приводит к следующему выражению для коэффициента Холла: $R_0 = -\frac{r_H}{en}$, где $r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}$ - холл-фактор (безразмерная величина) [16]. Величина холл-фактора зависит от механизмов рассеяния носителей тока. В частности при рассеяниях на тепловых колебаниях решетки $r_H = 3\pi/8 = 1.18$, при рассеяниях на ионах примеси $r_H = 315\pi/512 = 1.93$ [16, 17]. В случае наличия различных механизмов рассеяния носителей тока выражение для холл-фактор имеет более сложный вид и значения r_H лежат в относительно узком интервале от 1 до 2. Обычно величина r_H принимается равной 1.

Величина электропроводности материала связана с концентрацией носителей тока n через величину дрейфовой подвижности электронов μ (дрейфовой скорости, приобретаемой электроном в поле единичной напряженности) следующим образом: $\sigma = en\mu$. Следовательно, поскольку $R_0 = -\frac{1}{en}$, то можно выразить подвижность носителей тока (холловскую подвижность) через коэффициент Холла:

$$\mu_H = -R_0 \sigma = -\frac{R_0}{\rho} \quad (1.21).$$

Выражение (15b) часто представляется в следующем виде:

$$r_H = \frac{V_H}{j_x l} = R_0 \cdot B_z = r_{xy} \quad (1.22a),$$

где r_H удельное сопротивление Холла. Если d – толщина исследуемого образца, то сопротивление Холла:

$$R_H = \frac{r_H}{d} = \frac{R_0 \cdot B_z}{d} = R_{xy} \quad (1.22b).$$

Согласно (1.17a) компонента электрического поля вдоль направления протекания тока пропорциональна компоненте ρ_{xx} тензора проводимости. При длине образца h разность потенциалов V , возникающая на боковых гранях образца вдоль направления тока (падение напряжения на образце), равна:

$$V = E_x \cdot h \quad (1.23a)$$

с учетом (1.17a)

$$V = \rho_{xx} J_x h \quad (1.23b)$$

следовательно, сопротивление образца равно:

$$R = \rho_{xx} h = R_{xx} \quad (1.23b)$$

т.е. пропорционально величине ρ_{xx} . Компонента ρ_{xx} тензора проводимости согласно (1.14a) равна $\frac{1}{\sigma_0}$, т.е. в явном виде не зависит от магнитного поля.

Величина $\sigma = en\mu$, характеризующая электрическую проводимость среды, пропорциональна подвижности носителей тока. Без магнитного поля носитель тока движется вдоль внешнего электрического поля и за единицу времени проходит определенный путь λ . В присутствии внешнего магнитного поля, перпендикулярного электрическому, на носитель тока действует сила Лоренца, что приводит к отклонению носителя тока от первоначальной траектории (как рассматривалось выше). Поэтому в этом

случае путь, проходимый частицей за единицу времени λ_B , меньше, что равносильно уменьшению дрейфовой скорости носителя (т.е. подвижности), а, следовательно, и проводимости.

Таким образом, наличие внешнего магнитного поля, ориентированного перпендикулярно протекающему току, приводит к увеличению электрического сопротивления, т.е. возникает эффект магнетосопротивления (магниторезистивный эффект).

Более детальное рассмотрение эффекта магнетосопротивления [16] дает квадратичную зависимость изменения сопротивления от магнитного поля, т.е.:

$$\frac{R_{xx}(B) - R_{xx}(0)}{R_{xx}(0)} \sim B^2 \quad (1.24).$$

1.5. Другие методики

Метод фотоэлектрической спектроскопии. Существует большое количество различных модификаций метода (спектральная зависимость фотопроводимости, фототока, конденсаторной фотоэдс, фоточувствительности). В основу всех методик положено поглощение света на длинах волн, соответствующих разнице энергий между двумя состояниями в полупроводнике (например, валентная зона-зона проводимости, валентная зона – квантовые состояния в гетероструктуре, валентная зона – энергетический уровень изолированного атома в полупроводнике, примесный уровень – зона проводимости, и др.). В результате поглощения в полупроводнике появляются электрон-дырочные пары (либо непосредственно, либо в результате термического заброса носителей заряда с энергетических уровней, на которые они были заброшены квантом света). Фотовозбуждённые носители могут быть зарегистрированы с

помощью различных измерений, определяющих основу того или иного фотоэлектрического метода.

Данный набор методик по потенциалу не уступает методике спектроскопии ФЛ для исследования и изучения различных параметров полупроводников (квантовые состояния в КРС, дефектные и примесные уровни в запрещённой зоне полупроводника). Он не требует дорогостоящего оборудования, и применим для широкого набора объектов⁶.

К недостаткам метода можно отнести снижение фоточувствительности за счёт рекомбинации фотовозбуждённых носителей. По этой причине метод позволяет изучать лишь те области полупроводника, в которых возможно эффективное пространственное разделение электронов и дырок (как правило, области со встроенным электрическим полем). Методики фотоэлектрической спектроскопии, а также примеры их применения для анализа квантово-размерных объектов были подробно описаны в соответствующем пособии [9].

Вольт-ёмкостные характеристики полупроводниковых диодов. Зависимость ёмкости диода от приложенного напряжения. Ёмкость появляется в результате накопления зарядов на металлических обкладках материала. В полупроводниковых диодах всегда имеется заряда ионизированной примеси (за исключением случаев большого напряжения прямого смещения). Величина заряда зависит от смещения на диоде, концентрации примеси. Таким образом, исследования вольт-ёмкостных характеристик позволяют вычислить профиль легирования в области объёмного заряда диода, также это альтернативный метод для определения высоты потенциального барьера [18].

Дифракционные методы анализа. Методы исследования структуры вещества. В основе методик лежит явление дифракции лучей на трехмерной

⁶ В частности данная методика может быть применена для исследования непрямозонных полупроводников, а также полупроводников с большим количеством дефектов.

кристаллической решётке. В зависимости от природы использованных лучей существуют различные виды анализа (рентгеноструктурный, дифракция электронов, нейтронов). Методы позволяют определить кристаллическую структуру материала, состав и размеры твёрдого раствора в гетероструктурах. Наряду с методами дифракционного анализа возможно применение элементного анализа, позволяющего определить материалы, входящие в состав анализируемого вещества [19].

Оптические методы. Набор оптических методик позволяет определить некоторые параметры полупроводниковых материалов. Метод эллипсометрии позволяет оценить толщину полупроводниковых и диэлектрических плёнок, а также показатель преломления. Методы магнитооптики применяются для исследования спин-зависимых свойств материалов. Спектральная зависимость коэффициента отражения используется для определения квантовых состояний в запрещённой зоне полупроводника [20].

Таким образом, названные методики измерений позволяют измерить большинство необходимых параметров полупроводников и приборов на их основе. В качестве резюме приведена краткая характеристика описанных методов, а также их возможные недостатки.

Отметим, что ряд важных параметров полупроводников (профиль легирования, элементный и фазовый состав слоёв, толщины слоёв) наиболее достоверно определяются с использованием методов разрушающего контроля, таких, как Оже-спектроскопия, вторично-ионная масс-спектрометрия и др [21].

2. Специальные методы исследования для приборов спинтроники

Развитие полупроводниковой технологии требует введения новейших методик исследования, позволяющих измерять параметры структур, считавшиеся ранее дополнительными. Наиболее ярким примером являются приборы спинтроники, развитие технологии которых потребовало разработки новых методик исследования ферромагнитных свойств. Спинтроника является перспективным направлением современной электроники, разработки в области спинтроники занимают одно из главных мест в физике полупроводников. В настоящей главе рассмотрены основные принципы спинтроники, приборы и материалы спинтроники, а также методы их исследования.

2.1. Предмет спинтроники

Спинтроника является новым подразделом микроэлектроники.

В настоящее время работа электронных приборов основана на принципах передачи, обработки и хранения информации. В «классической» микроэлектронике эти основные функции аппаратуры реализуются за счёт заряда электрона. Для управления зарядами формируются электрические схемы, работающих по законам теории цепей. Увеличение быстродействия и производительности любого электронного прибора достигается за счёт уменьшения размеров элементов электрических цепей. Это неизбежно приводит к увеличению числа элементов в микросхеме, повышению энергопотребления и снижению надёжности. Кроме того, существует ограничение на минимальный размер элементов электрической цепи, связанное с атомными размерами. В настоящий момент размеры элементов микросхем находятся вблизи минимального уровня [1,4].

В то же время известна альтернатива «классической» микроэлектронике – **функциональная микроэлектроника**. Функциональная микроэлектроника – раздел микроэлектроники, изучающий

методы реализации базовых функций электронной аппаратуры основываясь непосредственно на физических явлениях в твёрдом теле – без применения стандартных элементов электроники.

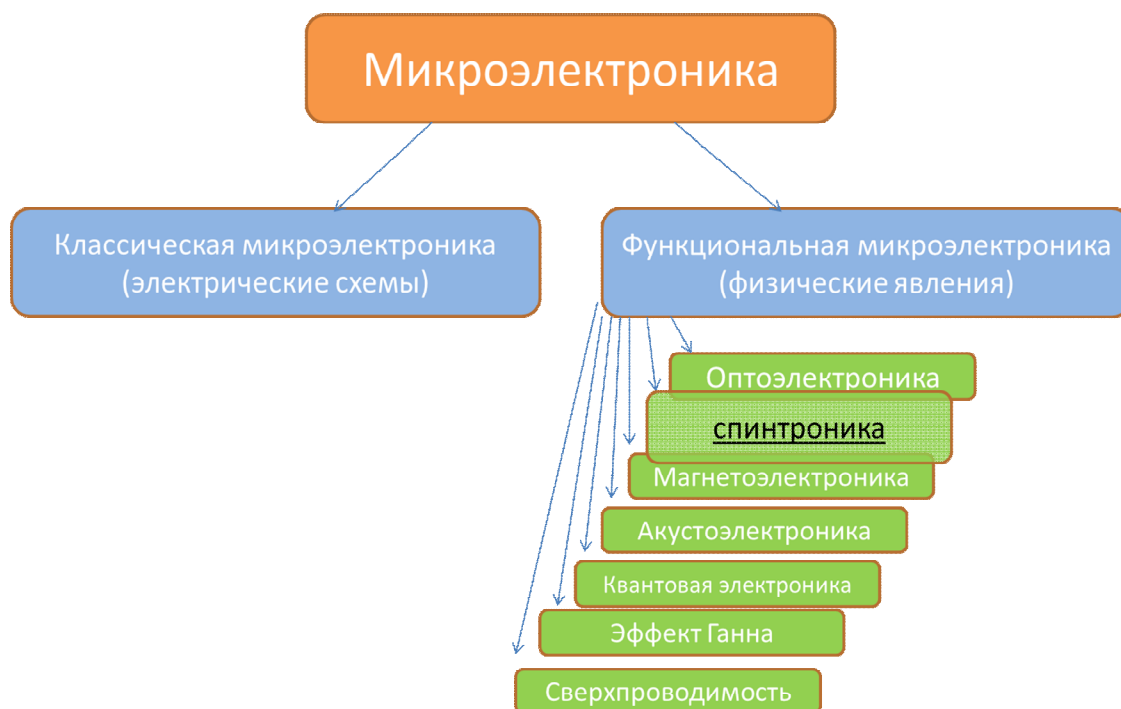


Рисунок 2.1 – Блок-схема основных подразделов микроэлектроники и функциональной микроэлектроники.

Для функциональной микроэлектроники значительно снижены ограничения на минимальный размер элемента. Кроме того, для выполнения любой функции электронной аппаратуры используется значительно меньшее количество элементов – за счёт этого может быть достигнуто повышение быстродействия и снижение энергопотребления [4].

Спинтроника – один из разделов функциональной микроэлектроники. Спинтроника занимается изучением физических явлений, связанных с наличием у электрона квантово-механической характеристики – спина.

Каждый электрон в твёрдом теле имеет спин, который может принимать только 2 значения: $+1/2$ или $-1/2$ [22, 23].

Также спинтроника занимается построением приборов, которые выполняют основные функции электронной аппаратуры (передача, обработка и хранение информации) за счёт использования физических явлений, связанных со спином электрона.

Спинтроника находится на стыке оптоэлектроники и магнетоэлектроники.

Хранение информации осуществляется за счёт создания в локальной области жёсткого диска ансамбля электронов с одним значением спина (либо $+1/2$ – соответствует логической единице; либо $-1/2$ – соответствует логическому нулю).

В «классической» микроэлектронике для хранения информации используются транзисторные схемы. Для записи логического нуля или единицы (одного бита информации) используется до 10 элементов. В случае спинтроники для хранения бита информации может быть использована локальная область с размерами, соответствующими одному элементу. Таким способом реализовано увеличение ёмкости запоминающих устройств. Передача информации может быть реализована за счёт перемещения электронов с одним значением спина. При этом электрический ток равен нулю, это позволяет снизить на порядок энергопотребление, а также решить проблему разогрева микросхемы.

Принцип «спинового тока» был разработан в начале 21 века. Он заключается в переносе электронов со спином $+1/2$ в одну сторону, а электронов со спином $-1/2$ в другую сторону. Общий электрический ток при этом равен нулю, в то же время информация может передаваться посредством значения спина.

Обработка информации может осуществляться за счёт электрических и оптических явлений. Например, в светоизлучающих диодах с носителями с

одним значением спина электролюминесцентное излучение становится циркулярно-поляризованным. Знак поляризации (правая или левая) зависит от значения спина.

Детектирование спинов может осуществляться также за счёт ферромагнитных электродов. В полупроводниках напряжение на намагниченных ферромагнитных электродах зависит от значения спина носителей заряда в приповерхностной области полупроводника. Данный эффект наблюдается в отсутствие переноса электрического тока, что также позволяет снизить энергопотребление.

Таким образом, основные потенциальные преимущества направления «спинтроники»:

- 1) На порядок сниженное энергопотребление электронных приборов;
- 2) Решение проблемы разогрева прибора при его работе;
- 3) Возможность повышения быстродействия, т.к. информация передаётся и обрабатывается за счёт отличных от электроники принципов.
- 4) Ряд дополнительных возможностей для применения, в частности при кодировании информации.

2.2. Спин и магнитный момент

Рассмотрим подробнее физику и терминологию спин-зависимых явлений в полупроводниковых наноструктурах. Основа функционирования спиновых светоизлучающих диодов – использование собственного момента количества движения электрона (спина) для кодирования, передачи и хранения информации. Спин измеряется в единицах \hbar и равен $J\hbar$, где J - характерное для каждого сорта частиц целое (в том числе нулевое) или полуцелое положительное число – т.н. называемое спиновое квантовое число (или просто спин). Электроны обладают полуцелым спином ($J = 1/2$). Проекция спина на любое фиксированное направление в пространстве может

принимать значения $-J, -J+1, \dots, +J$. Т.о., частица со спином J может находиться в $2J+1$ спиновых состояниях (при $J = 1/2$ - в двух состояниях), что эквивалентно наличию у нее дополнительной внутренней степени свободы [24,25]. Система носителей заряда с в которой концентрация носителей с одним спином выше, чем концентрация носителей с противоположным спином называется поляризованной по спину, носители заряда в указанной системе называются спин-поляризованными носителями. Эквивалентный термин – «спин-ориентированные» или «ориентированные по спину» носители заряда.

2.2.1. Момент количества движения

Момент количества движения складывается из орбитального момента (связанного с движением электрона вокруг ядра) и собственного момента количества движения электрона – спина. Полный момент количества движения электрона \mathbf{j} является векторной суммой орбитального \mathbf{l} и спинового \mathbf{s} моментов ($\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$).

В квантовой механике вектор момента количества движения описывается двумя величинами: модулем и проекцией вектора на произвольную ось (так как для них выполняется закон сохранения) [26]. Полный момент количества движения электрона определяется из соотношения

$$J = j \cdot \hbar, \quad (2.1)$$

где \hbar – постоянная Планка, а j – число, которое может принимать лишь определённые дискретные значения. В интересующем нас случае полупроводников число j принимает значения $1/2$ или $3/2$.

2.2.2. Магнитный момент

Управление моментом количества движения возможно за счёт взаимодействия вещества со светом определённой поляризации [25]. Однако практические схемы, позволяющие это сложны и малоэффективны.

Практическая реализация спиновых эффектов на данный момент осуществляется значительно более простым путём: через магнитный момент. Любой электрон в твёрдом теле обладает магнитным моментом, который связан с моментом количества движения. Связанный с моментом количества движения магнитный момент равен:

$$M = j \cdot \hbar \cdot \mu_B, \quad (2.2)$$

где μ_B - магнетон Бора.

Проекция магнитного момента на произвольное направление определяется из соотношения:

$$M_j = m_j \cdot \hbar \cdot \mu_B, \quad (2.3)$$

где m_j – магнитное квантовое число, которое может принимать значения $-j; -j+1; \dots; j-1; j$, всего $2j+1$ значений. Поскольку \hbar и μ_B в формуле (2.2) – это константы, проекция магнитного момента пропорциональна квантовому числу m_j . При дальнейшем рассмотрении множители \hbar и μ_B можно опустить, тогда проекция магнитного момента описывается числом m_j .

Отметим ещё раз, что спин и магнитный момент носителей заряда однозначно связаны. Управление магнитным моментом позволяет управлять спином. В то же время управление спином значительно проще реализуемо.

Например, магнитные моменты носителей ориентируются внешним магнитным или электрическим полем.

Строго говоря, термин «спин» относится к собственному моменту количества движения электрона. Однако, поскольку собственный магнитный момент электрона однозначно связан с моментом количества движения, **общепринятой считается терминология, в которой термином «спин» называют и магнитный момент электрона.**

2.2.3 Спин в полупроводниках

В полупроводниках возможны следующие состояния спинов: [22, 27]:

- для электронов зоны проводимости (поскольку она составлена из s состояний и орбитальное квантовое число $l = 0$) полный момент количества движения электрона равен его собственному моменту количества движения (спину) $j = s = 1/2$. Проекция спина на выделенную ось составляют $+1/2$ и $-1/2$. Таким образом, проекция спина электрона в зоне проводимости может принимать только два значения.

- В приближении сильной связи валентная зона GaAs и Ge образуется из атомных p -орбиталей (т.е., $l = 1$). Следовательно, полный момент количества движения $j = l \pm 1/2$. Число j может принимать значения $3/2$ и $1/2$. В первом

случае возможно $2 \cdot \frac{3}{2} + 1 = 4$ состояния проекции магнитного момента на выбранное направление: $m_j = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$ (две подзоны). Во втором случае возможны только 2 состояния: $m_j = -1/2, +1/2$ (одна подзона). Поэтому валентная зона включает в себя 3 подзоны. При этом две подзоны $P_{3/2}$ вырождены при $\vec{k} = 0$.

Дырки со спином $\pm 3/2$ называют «тяжёлыми» в силу сравнительно большой эффективной массы.

Дырки со спином $\pm 1/2$ в подзоне $P_{3/2}$ называют лёгкими, т.к. их эффективная масса меньше, чем для тяжёлых дырок.

Для подзоны $P_{1/2}$ вырождение частично снимается за счет спин-орбитального взаимодействия, в результате чего она располагается ниже на величину E_{SO} (часто обозначают Δ_{SO}). В отщеплённой подзоне $j = l - 1/2$, т.е. проекция полного момента количества движения может быть только $m_j = \pm 1/2$.

Можно заключить, что в зоне проводимости полупроводников находятся электроны проводимости, обладающие проекцией магнитного момента $\pm 1/2$.

В валентной зоне находятся носители положительного заряда – дырки. Дырки с высокой эффективной массой называются тяжёлыми и обладают

проекцией магнитного момента $\pm 3/2$. Дырки с меньшей эффективной массой называются лёгкими и обладают моментом $\pm 1/2$. Несмотря на то, что магнитный момент дырок связан с орбитальным моментом количества движения, для дырок сохраняется терминология, в которой проекция их магнитного момента также называется «спин». В дальнейшем будем считать эквивалентными понятия «проекция момента количества движения» и «спин» применительно к электронам и дыркам. Принято схематическое отображение спина электрона или дырки: с помощью стрелки. Например, ансамбль спин-поляризованных носителей в полупроводнике изображён на рисунке 2.2. Носители с положительным спином отображаются стрелкой, направленной вверх, с отрицательным спином – стрелкой, направленной вниз. В связи с этим графическим отображением принята ещё одна терминология, относящаяся к спину носителей заряда. Носители с положительным спином называют «**spin up**» носителями, с отрицательным – «**spin down**» носителями. В русском языке существует аналогичная терминология: «**спин-вверх**» и «**спин-вниз**» [22-24]. В дальнейшем для определённости будем считать, что электроны «спин-вверх» соответствуют ситуации, когда спиновый **магнитный момент** направлен вдоль магнитного поля (при этом момент количества движения направлен в противоположную сторону из-за отрицательного заряда электрона).

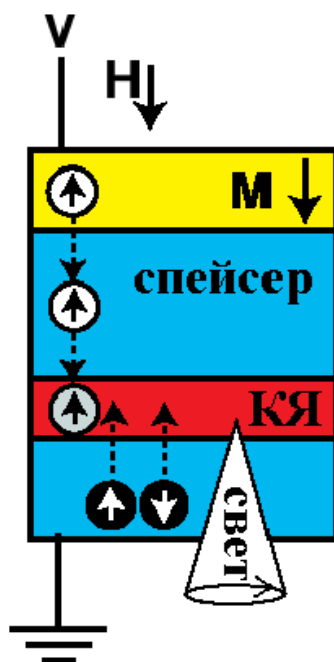


Рисунок 2.2. Схема светоизлучающего диода на спин-поляризованных носителях. Стрелками обозначены значения спинов электронов и дырок.

2.2.4. Управление спином

Для управления спином носителей заряда применяется два основных способа:

1) Генерация спин-поляризованных носителей путём накачки циркулярно-поляризованным светом. Подробно эффекты оптической ориентации спинов описаны в [23, 25].

2) Приложение внешнего магнитного поля для ориентации магнитных моментов по направлению поля. В классических полупроводниках (GaAs, Si, Ge) для эффективной поляризации спинов требуется приложение сильных магнитных полей и низкие температуры [22, 28].

Значительно более эффективным способом поляризации спинов является приложение магнитного поля к ферромагнитным материалам. В ферромагнетиках имеет место эффект упорядочивания магнитного момента, который сопровождается появлением преимущественной ориентации

спинов⁷. Намагниченность ферромагнетика сравнительно легко управляется внешним магнитным полем. Для генерации спинов в полупроводниковых структурах формируются контакты ферромагнетик/полупроводник. Из ферромагнитных контактов осуществляется электрическая инжекция спинопляризованных носителей в полупроводниковую структуру, в которой выполняются различные операции управления спином [24].

Для обеспечения условий спиновой инжекции, представляющих практический интерес, необходимо выполнить некоторые требования к свойствам магнитного инжектора. Наиболее важные требования к материалу включают:

- 1) достаточно высокую температуру Кюри (T_C). Температура Кюри – это температура фазового перехода, при котором материал переходит из ферромагнитного состояния в парамагнитное;
- 2) достаточно высокую степень спиновой поляризации носителей;
- 3) достаточно высокое значение остаточной намагниченности. Это требование связано с возможностью сохранения эффективной спиновой инжекции при выключении внешнего магнитного поля.

В настоящее время в литературе рассматривается три основных варианта спинового инжектора: (1) ферромагнитные металлические тонкопленочные туннельные или Шоттки барьерные контакты [5, 29]; (2) разбавленные магнитные полупроводники (РМП) [14]; и (3) полуметаллические ферромагнетики как контакты со 100 %-ной спиновой поляризацией [30]. Соответствующие преимущества и недостатки каждой категории должны быть рассмотрены при выборе материала для спиновой инжекции.

1) Ферромагнитными металлами является ряд переходных элементов с недостроенной d -оболочкой (Fe, Co, Ni). Это наиболее известные

⁷ Для ферромагнитных металлов степень спиновой поляризации (соотношение ориентированных в одном направлении спинов носителей к их общему числу) не превышает 60 % , в полуметаллах типа MnB5 достижима 100 % спиновая поляризация носителей.

ферромагнитные элементы, ферромагнетизм в них являлся предметом рассмотрения в течении длительного времени. В настоящее время механизмы возникновения ферромагнетизма в металлах, а также эффекты электрической инжекции спин-поляризованных носителей достаточно хорошо изучены.

2) Разбавленными магнитными полупроводниками называют полупроводники, легированные магнитными примесями (обычно 3d переходными металлами), и поэтому объединяющие магнитные и полупроводниковые свойства [23, 24]. В настоящее время считается, что ферромагнетизм в РМП обусловлен обменным взаимодействием между свободными дырками и ионами Mn.

3) В полуметаллических ферромагнетиках одна из спиновых подзон – обычно подзона «спин-вверх» - имеет металлическую плотность состояний, тогда как уровень Ферми попадает в область запрещённых энергий другой подзоны («спин-вниз»). Эта специфическая особенность может в идеале приводить к 100 %-ной спин-поляризованной плотности электронов на уровне Ферми. Таким образом, полуметаллические ферромагнетики являются идеальными спиновыми инжекторами, поскольку они переносят ток, состоящий только из одной спиновой ориентации при умеренных напряжениях [30].

2.3. Приборы спинтроники

Рассмотрим некоторые примеры применения спин-зависимых эффектов при создании приборов нового типа.

2.3.1 Спиновый клапан

При пропускании через намагниченный ферромагнетик тока спин-поляризованных носителей (т.е. тока, состоящего из носителей с одним значением спина), сопротивление ферромагнетика зависит от взаимной ориентации его намагниченности и спина носителей. В случае, если эти

векторы направлены параллельно, сопротивление ферромагнитного слоя минимально. Это связано с уменьшением спин-зависимого рассеяния носителей при протекании тока.

В том случае, когда спин и намагниченность направлены антипараллельно сопротивление слоя максимально, т.к. существенную роль при протекании тока играет спин-зависимое рассеяние.

На этом принципе основана работа спинового клапана. Данный прибор представляет собой два слоя ферромагнетика, разделённых неферромагнитной прослойкой (рис. 2.3).

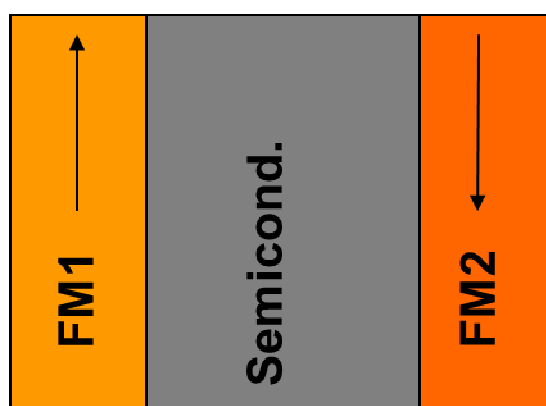


Рисунок 2.3. – Схема спинового клапана. FM1 – инжектор, FM2 – детектор; Semicond. – неферромагнитная прослойка.

Как правило, один из слоёв ферромагнетика (источник спинов) сформирован из магнито-мягкого материала и его намагниченность (а следовательно и спин носителей заряда) может быть легко переориентирована слабым магнитным полем. Второй слой ферромагнетика является магнито-жестким, его намагниченность всегда фиксирована. Небольшое магнитное поле переключает намагниченность источника спинов параллельно или антипараллельно жесткому слою. Таким образом варьируется электрическое сопротивление структуры [22].

Эффект носит название «гигантское магнитосопротивление», на основе указанного эффекта созданы современные жесткие диски [28].

2.3.2. Спиновый транзистор

Спиновый транзистор – это полевой транзистор, в котором электрод затвора управляет не током электронов через канал а направлением спина протекающих через канал электронов. Фактически спиновый транзистор – это полупроводниковое усовершенствование спинового клапана. Спиновый транзистор также, как и спиновый клапан, содержит источник спинов (исток) и детектор спинов (сток), разделённые каналом. Аналогично спинового клапану ток между стоком и истоком зависит от взаимного направления намагниченностей истока и стока. Однако в спиновом транзисторе существует также полевой электрод, который может менять направление спинов носителей, протекающих в канале. Впервые такой транзистор был предложен в [31].

Изменение ориентации спинов осуществляется за счёт эффекта Рашбы – переворот спина под действием внешнего электрического поля [31].

Спиновый транзистор является аналогом обычного полевого транзистора, являющегося основным элементом микроэлектроники. Однако для спинового транзистора, по сравнению с классическим полевым транзистором, существенно снижено энергопотребление.

2.3.3. Спиновый светоизлучающий диод

Спиновым светоизлучающим диодом называют светоизлучающий диод, испускающий циркулярно-поляризованный свет, знак и степень поляризации могут управляться внешним магнитным полем. Согласно мнению, изложенному в мировой литературе [5, 22] спиновые светоизлучающие диоды (ССИД) и спиновые клапаны являются перспективным вариантом для повышения быстродействия полупроводниковых приборов.

Реализация ССИД включает в себя 4 основных процесса: спиновую инжекцию, спиновый транспорт, манипуляцию спином и детектирование спина. Для случая источников света со спиновой поляризацией только три из этих процессов являются вовлеченными, поскольку манипуляция спином редко используется в технологии токовых источников света.

Спиновый СИД включает, как правило, следующие элементы [23, 28]: (а) ферромагнитный инжектор, который осуществляет поляризацию спинов носителей тока; (б) спейсерный слой, где спин-поляризованные носители перемещаются путем дрейфа и диффузии из ферромагнитного инжектора; (в) активную область прибора, которая типично состоит из одного или многих слоев квантовых ям (КЯ) или квантовых точек (КТ) и где в течение среднего времени жизни спин-поляризованные носители рекомбинируют излучательно с неполяризованными носителями; (г) проводящую подложку, на которой выращивается рабочая гетероструктура; (д) базового немагнитного омического контакта, который осуществляет инжекцию неполяризованных носителей в активную область; (е) электрическую схему, которая включает источник тока или напряжения и реализует определенный режим смещения на инжекторе по отношению к базовому контакту; (ж) источник магнитного поля.

Стандартная схема спинового светоизлучающего диода показана на рисунке 2.4. Такие приборы могут быть использованы в оптоэлектронике – для передачи информации посредством оптического сигнала, а также посредством степени циркулярной поляризации. В результате повышается быстродействие и информационная ёмкость оптоэлектронных приборов. Также циркулярная поляризация люминесценции может быть использована для кодирования информации.

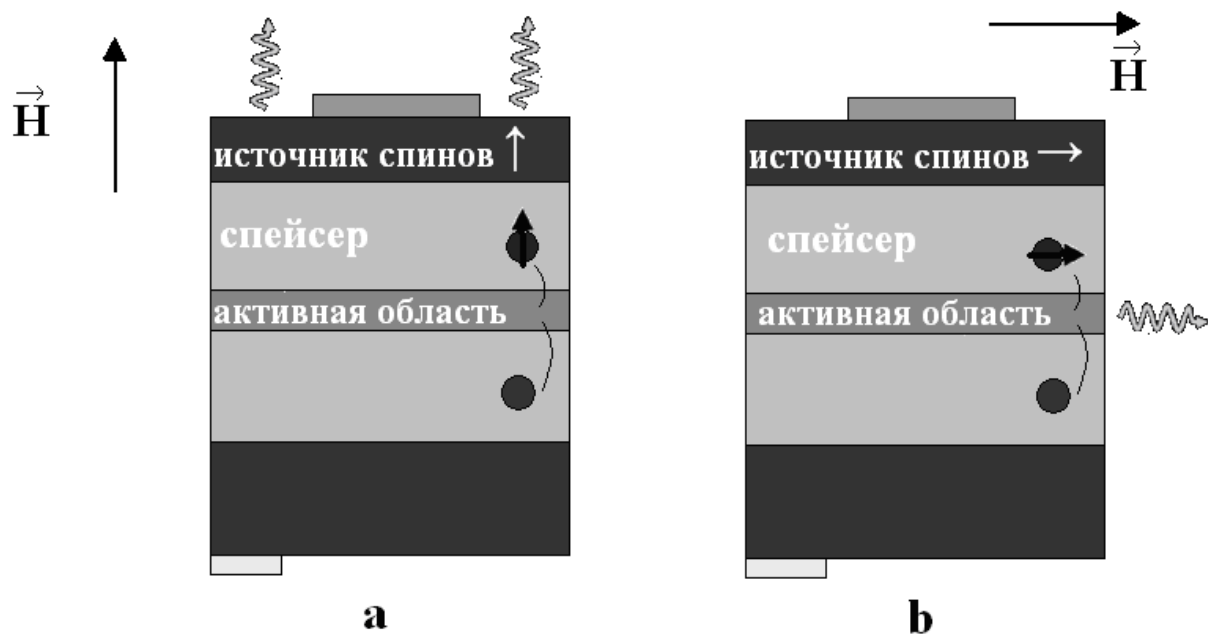


Рисунок 2.4 – Схематическое представление спинового светоизлучающего диода при использовании (a) геометрии Фарадея, (b) геометрии Фойхта.

В спиновых светодиодах нового поколения знак и степень поляризации управляются не магнитным, а электрическим полем, однако готовых приборов такого типа ещё не существует.

Практически, из всех вышеперечисленных приборов реализован и защищена патентом США технология изготовления одного типа спинового светоизлучающего диода. Авторы разработки группа из исследовательского центра компании IBM совместно с лабораторией фотоники университета Стэнфорда.

2.3.4. Люминесцентный транзистор со спиновым клапаном.

Светоизлучающий диод со спиновым клапаном (на одной подложке реализована микросхема, объединяющая светодиод и спиновый клапан; приложение внешнего магнитного поля меняет ток через светодиод и, соответственно, его интенсивность). По существу, речь идет о схемах невысокого уровня интеграции, объединяющих на подложке

магниточувствительный элемент (магниторезистивный спиновый клапан [29] или трехслойную структуру со спиновым туннелированием [30]), усилитель сигнала (транзистор с высокой подвижностью электронов [29] или транзистор с металлической базой [30]) и СИД. Приложенное внешнее магнитное поле изменяет параметры входа усилителя, что приводит к варьированию входного тока СИД и, следовательно, интенсивности оптического сигнала.

3. Методы исследования материалов спинтроники

Помимо «классических» характеристик полупроводниковых материалов, которые исследуются методами, названными в гл.1, для материалов спинтроники появляется задача исследования спин-зависимых эффектов. Целью таких исследований является установление наличия в материале ферромагнетизма, определения диапазона температур ферромагнетизма, а также основных параметров ферромагнетика (температура Кюри, магнитное поле насыщения, остаточная намагниченность и др.). Для решения указанных задач могут быть применены магнитотранспортные [31] и магнитооптические [25, 28] методы исследования. Указанные методы позволяют обнаружить в полупроводниковой системе ансамбль спин-поляризованных носителей, идентифицировать их тип и природу.

3.1. Эффект Холла в ферромагнитных материалах

При движении внутри кристалла носители тока взаимодействуют с кристаллической решеткой, что приводит к их рассеянию и возникновению электросопротивления. Основными механизмами рассеяния носителей являются: рассеяние на ионах примеси и рассеяние на фононах, т.е. на тепловых колебаниях решетки. В магнитоупорядоченных материалах большое значение имеет рассеяние носителей заряда на магнитных рассеивающих центрах. Такой тип рассеяния имеет квантовомеханическую природу и связан с взаимодействием спинового момента электрона проводимости с орбитальным моментом другого электрона, т.е. связан со спин-орбитальным взаимодействием.

В ферромагнитных материалах возникает так называемый *аномальный* эффект Холла, который в отличие от нормального эффекта Холла, не связан с действием силы Лоренца на движущиеся в магнитном поле носители заряда, а связан с особенностями взаимодействия носителей тока с кристаллической решеткой ферромагнетика и магнитными рассеивающими центрами [32,33,34].

Выражение для сопротивления Холла для ферромагнитного материала имеет вид:

$$R_H = \frac{R_0 B_z}{d} + \frac{R_S M}{d}, \quad (3.1a)$$

или для удельного сопротивления Холла:

$$r_H = R_0 B_z + R_S M. \quad (3.1b)$$

В зависимости сопротивления Холла от магнитного поля в ферромагнитных материалах наряду со слагаемым, соответствующим обычному (нормальному) эффекту Холла, имеется слагаемое, пропорциональное намагниченности материала и соответствующее аномальному эффекту Холла. В этом случае R_S – коэффициент аномального эффекта Холла. Коэффициенты нормального R_0 и аномального R_S эффекта Холла могут иметь разные знаки. Выражение вида (3.1) применяется для описания эффекта Холла как в ферромагнитных металлах, так и в ферромагнитных полупроводниках.

В ферромагнитных материалах электропроводность осуществляется ансамблем носителей тока, где количество носителей с ориентацией спина в одном направлении N^+ равно числу носителей с противоположной ориентацией спина N^- . Для ферромагнитных материалов результирующая самопроизвольная намагниченность связана со снятием вырождения по спину в системе электронов проводимости в результате наличия обменного взаимодействия [35]. Следовательно, в ферромагнитных материалах

преобладают носители тока с определенной ориентацией спина, например $N^+ > N^-$, т.е. электропроводность в ферромагнетиках осуществляется поляризованными по спину носителями тока.

В ферромагнетиках возможны механизмы отклонения и рассеяния спин-поляризованных носителей тока, которые приводят к их движению в направлении, перпендикулярном протеканию тока, причем движение носителей тока с различной спиновой поляризацией происходит в противоположные направления [33,34]. Возможны несколько механизмов отклонения носителей тока. Поскольку в ферромагнетике имеется различие в количестве носителей заряда с разными ориентациями спинов (например, носителями тока являются электроны и $N_e^+ > N_e^-$), то в результате таких отклонений носителей тока в материале происходит разделение зарядов в направлении перпендикулярном протеканию тока и, следовательно, возникает поле Холла.

В общем случае коэффициент аномального эффекта Холла связан с удельным сопротивлением структуры (ρ) следующим соотношением:

$$R_S = c \cdot \rho^n, \quad (3.2)$$

где c – константа. Показатель степени n зависит от механизма рассеяния носителей заряда. Обычно при анализе экспериментальных данных значение n принимается равным 1 или 2. Для исследуемых материалов значение n может быть определено только косвенным образом, например из сравнения хода температурных зависимостей магнитных параметров, полученных из рассмотрения зависимости сопротивления от магнитного поля (как будет показано ниже), с ходом температурных зависимостей магнитных параметров, измеренных непосредственно.

На рисунке 3.1 представлено схематичное изображение зависимости удельного сопротивления Холла (очевидно, что зависимость для сопротивления Холла $R_H(H)$ имеет аналогичный вид) от магнитного поля для

ферромагнитного материала. Зависимость имеет нелинейный характер и возможно появление гистерезиса, что является следствием характера зависимости намагниченности структуры от магнитного поля ($M(H)$).

При достижении намагниченности насыщения M_S в магнитном поле H_S (рисунок 3.1) слагаемое, соответствующее аномальному эффекту Холла в выражении (3.1), становится константой, не зависящей от магнитного поля $R_S M = R_S M_S$. Дальнейший ход зависимости сопротивления Холла от магнитного поля будет определяться слагаемым, соответствующим нормальному эффекту Холла, а зависимость $R_H(H)$ станет линейной.

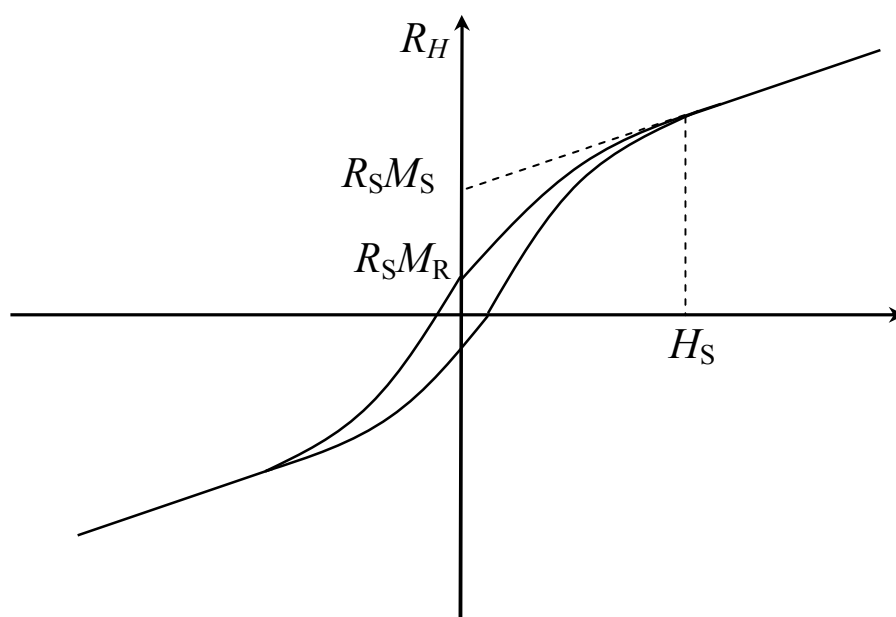


Рисунок 3.1 – Схематичное изображение зависимости $R_H(H)$ для ферромагнитного материала.

По наклону линейного участка зависимости $R_H(H)$ может быть определен нормальный коэффициент Холла. Вычитанием линейной части, соответствующей нормальному эффекту Холла, из зависимости $R_H(H)$ можно получить магнитополевою зависимость слагаемого $R_S M$ в выражении (3.1), соответствующего аномальному эффекту Холла. С учетом того, что $R_S = c \rho^n$, можно определить вид магнитополевою зависимости намагниченности материала для случая магнитного поля, приложенного перпендикулярно

плоскости образца. Значение сопротивления Холла в нулевом магнитном поле $R_H(0)$ равно $R_S M_R$, т.е., пропорционально величине остаточной намагниченности M_R (рисунок 3.1). Следовательно, исследования эффекта Холла в ферромагнетиках позволяют определить как электрические характеристики материала (тип носителей тока, их концентрацию и подвижность), так и магнитные свойства.

3.2. Циркулярно-поляризованная люминесценция в ферромагнитных материалах и системах ферромагнетик/полупроводник

Другим проявлением ансамбля спин-поляризованных носителей в полупроводниковой системе является циркулярная поляризация рекомбинационного люминесцентного излучения. Данная методика основана на взаимосвязи спиновой поляризации носителей заряда с оптической поляризацией эмиссии рекомбинационного излучения с их участием.

Рассмотрим подробно эффекты спиновой поляризации в прямозонных полупроводниках. Генерация электро-дырочных пар в них всегда сопровождается испусканием рекомбинационного излучения. В процессе межзонной рекомбинации электрон-дырочная пара аннигилирует с испусканием фотона. При этом выполняются законы сохранения энергии, квазиимпульса и момента количества движения. В соответствии с первым из перечисленных законов сохранения, энергия испускаемого фотона равна разности энергий начального и конечного состояний электрона. Закон сохранения момента количества движения устанавливает правила отбора при оптических переходах: изменение момента количества движения при рекомбинации электрона и дырки (т.е. при переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону) должно быть равно ± 1 в единицах \hbar . Это связано с тем, что спин испускаемого фотона (момент количества движения) может принимать значения ± 1 .

Чтобы количественно определить спиновую поляризацию из измерения оптической поляризации, нужно подробно рассмотреть правила оптического отбора. Наиболее простым является рассмотрение межзонных переходов в прямозонном полупроводнике [23, 28].

Описание оптических переходов с участием спин-поляризованных носителей дано в [23, 28]. Вероятность излучательного перехода для электрона W_{if} может быть вычислена из начальной и конечной волновых функций состояния, вовлеченного в этот переход, используя золотое правило Ферми:

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 g(h\nu), \quad (3.3)$$

где M_{if} – это матричный элемент для перехода и $g(h\nu)$ – плотность конечных состояний. Матричный элемент описывает связь начального и конечного состояний, в то время как плотность состояний представляет число путей, которыми этот переход может произойти. Матричный элемент дается интегралом перекрытия:

$$M_{if} = \int \varphi_f(\vec{r}) H_I \varphi_i(\vec{r}) d^3r = \langle \varphi_f | H_I | \varphi_i \rangle, \quad (3.4)$$

где φ_f и φ_i – это волновые функции начального и конечного состояний, а H_I – гамильтониан взаимодействия. Для электронных состояний вблизи Γ -точки электронные волновые функции в зоне проводимости и валентной зоне хорошо описываются волновыми функциями Блоха, которые имеют почти тот же самый орбитальный характер, что и атомные состояния. Блоховские состояния могут быть обозначены согласно общему угловому моменту, J , и проекции общего углового момента на ось $+z$, m_z , с помощью $|J, m_z\rangle$. В этой записи волновые функции, описывающие состояния зоны проводимости и валентной зоны вблизи Γ -точки, могут быть выражены через волновые функции с орбитальным характером s , p_x , p_y и p_z , как показано в таблице 3.1.

Вводится гамильтониан взаимодействия, которое связывает начальное и конечное состояния. В рассматриваемом случае взаимодействие происходит между электрическим диполем и внешним полем, так что оператор взаимодействия дается выражением

$$H_I = \vec{\mu} \cdot \vec{\varepsilon} = (\mu_x \varepsilon_x + \mu_y \varepsilon_y + \mu_z \varepsilon_z), \quad (3.5)$$

где $\vec{\mu}$ - это дипольный момент, а $\vec{\varepsilon}$ - электрическое поле световой волны. Поскольку электрическое поле не изменяется значительно на атомных расстояниях, то компоненты электрического поля ε_x , ε_y и ε_z могут быть взяты константами.

Таблица 3.1. Характеристика состояний зоны проводимости и валентной зоны вблизи Γ -точки.

Зона	$ J, m_j\rangle$	Волновая функция
Проводимости	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$ s\rangle \uparrow$
	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ s\rangle \downarrow$
Тяжелых дырок	$ \frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\rangle$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(p_x\rangle + i p_y\rangle) \uparrow$
	$ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$	$+\frac{1}{\sqrt{2}}(p_x\rangle - i p_y\rangle) \downarrow$
Легких дырок	$ \frac{3}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}(p_x\rangle + i p_y\rangle) \downarrow - 2 p_z\rangle \uparrow$
	$ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$+\frac{1}{\sqrt{6}}(p_x\rangle - i p_y\rangle) \uparrow + 2 p_z\rangle \downarrow$

Следует учесть, что J и m_z могут принимать не любые значения, а только определённые. Для того, чтобы учесть ограничения, наложенные на J и m_z , векторный оператор $\vec{\mu}$ представляется в виде сферического тензора $\mu_{\pm 1}^1$ для σ^\pm оптических переходов. Сферическая функция Y_m^l , где m меняется от $-l$ до $+l$, может описывать вектор для $l=1$. Для таких функций применяется

теорема Вигнера-Эккарта, согласно которой отличны от нуля (т.е. $M_{if} \neq 0$) только те матричные элементы, для которых $\Delta m_j = \pm 1$.

В случае межзонных переходов можно видеть из симметрии, что ненулевые

матричные элементы имеют форму $\langle p_x | \mu_x | s \rangle = \langle p_y | \mu_y | s \rangle = \langle p_z | \mu_z | s \rangle$.

Относительные вероятности перехода определяются квадратом матричного элемента. Резюмируя приведённые рассуждения, запишем оптические переходы, возможные в полупроводнике A^3B^5 , в таблице 3.2.

Важно отметить, что правила отбора строго справедливы только для точки $k = 0$. Вне этой точки состояния тяжелых дырок и легких дырок смешиваются, поэтому законы, описывающие оптическую поляризацию, усложняются. Однако применение приведённых выше правил отбора для связывания спиновой и оптической поляризации для спиновых СИД может быть использовано с очень хорошим приближением.

Таблица 3.2. Вероятности перехода для допустимых переходов и поляризация эмиссии для прибора, излучающего в направлении $+z$.

Переход	Матричный элемент, M_{if}	Δm_j	Эмиссия	$ M_{if} ^2$
СВ \uparrow →НН \uparrow	$\langle \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \mu_x \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \rangle$	-1	σ^+	$\frac{1}{2} \langle p_x \mu_x s \rangle ^2$
СВ \downarrow →НН \downarrow	$\langle \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \mu_x \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle$	+1	σ^-	$\frac{1}{2} \langle p_x \mu_x s \rangle ^2$
СВ \uparrow →ЛН \downarrow	$\langle \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \mu_x \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle$	-1	σ^+	$\frac{1}{6} \langle p_x \mu_x s \rangle ^2$
СВ \downarrow →ЛН \uparrow	$\langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \mu_x \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \rangle$	+1	σ^-	$\frac{1}{6} \langle p_x \mu_x s \rangle ^2$

Также важно отметить, что, согласно таблице 3.2, переходы, вовлекающие тяжелые дырки, в три раза более вероятны, чем переходы с участием легких дырок. В объемном прямозонном полупроводнике

валентные зоны тяжелых дырок и легких дырок вырождены в точке $k = 0$ [23, 28].

Изменение Δm_j на +1 или -1 передаётся испускаемому фотону. В том случае, если ансамбль электронов не поляризован, то система с равной вероятностью испускает фотоны со спином +1 и -1. В том случае, когда в системе присутствуют носители только с одним значением спина, полупроводник испускает фотоны с одним значением момента количества движения. Волновой пакет, составленный из фотонов с одним значением момента количества движения, является циркулярно-поляризованным. Переходы, для которых $\Delta m_j = -1$, приводят к эмиссии света, циркулярно-поляризованного по левому кругу (которое обозначается как σ^+ - излучение), при распространении вдоль направления +z. Переходы с $\Delta m_j = +1$ создают излучение, поляризованное по правому кругу (σ^- - излучение). Лево- и право-поляризованные фотоны имеют проекцию их момента количества движения на направление волнового вектора, равную +1 или -1 (в единицах \hbar), соответственно.

В общем виде спиновая поляризация носителей означает, что концентрация носителей с одним значением спина (например +1/2) превышает концентрацию носителей с противоположным значением спина. В практически важных случаях в спин-поляризованном ансамбле присутствуют как носители со спином 1/2, так и -1/2.

Параметр, описывающий спиновую поляризацию носителей, обозначается как:

$$P_n = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (3.6)$$

, здесь n_{\downarrow} - концентрация электронов со спином -1/2, n_{\uparrow} - концентрация электронов со спином +1/2.

При этом в рекомбинационном излучении присутствуют в разном количестве фотоны со спином как +1, так и -1. Такое излучение называется

частично циркулярно-поляризованным. Другими словами в частично-поляризованном излучении присутствуют как σ^+ , так и σ^- компонента циркулярной поляризации, отличаются интенсивности этих компонент.

Возможные оптические переходы для всех возможных значений спина электрона и дырки показаны на рисунке 3.2. Здесь же отображены вероятности переходов (без учёта спин-отщеплённых дырок).

Отметим ещё раз, что переходы, вовлекающие тяжелые дырки, в три раза более вероятны, чем переходы, вовлекающие легкие дырки. При этом испускаются фотоны угловым моментом, ориентированным против направления спиновой поляризации.

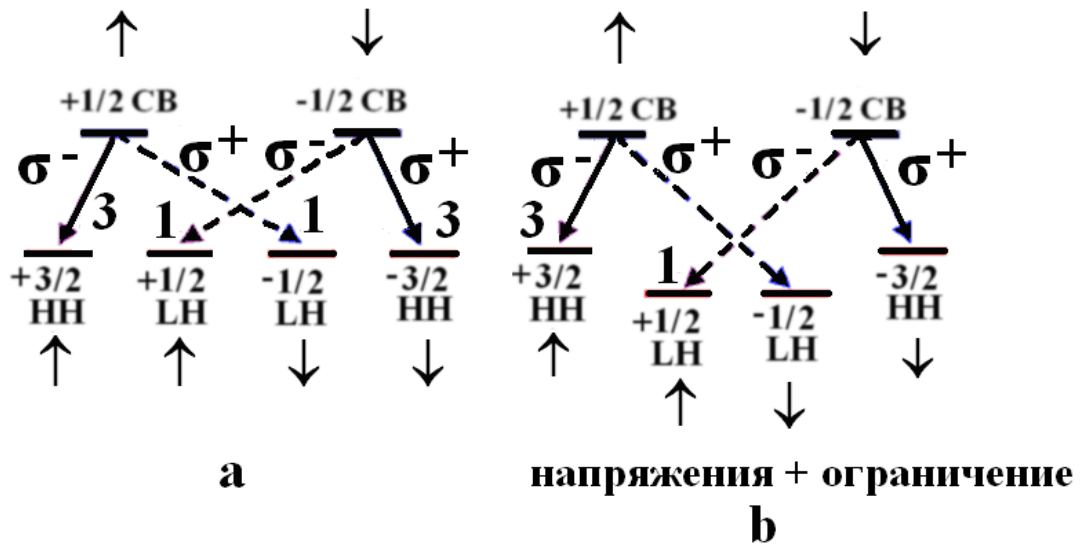


Рисунок 3.2 - Допустимые излучательные переходы и соответствующая оптическая поляризация для случаев (а) объемного материала с вырожденными зонами тяжелых и легких дырок и (б) квантовой ямы, в которой эпитаксиальные напряжения и квантовое ограничение сняли вырождение зон тяжелых и легких дырок.

Вводится параметр, который является важнейшей характеристикой частично циркулярно-поляризованного излучения. Этот параметр называется

степенью циркулярной поляризации света: $P_{CP} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)}$. С учетом

относительных вероятностей переходов степень циркулярной поляризации записывается как:

$$P_{CP} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} = \frac{(3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}) - (3n_{\uparrow} + n_{\downarrow})}{(3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}) + (3n_{\uparrow} + n_{\downarrow})} = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{2(n_{\uparrow} + n_{\downarrow})} = -\frac{P_n}{2}, \quad (3.7)$$

где $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ – интенсивности света для σ^+ и σ^- поляризаций, соответственно. Формула (3.7) может упрощаться в том случае, если в переходах участвуют только лёгкие или только тяжёлые дырки. Например, в размерно-квантованных гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ вследствие квантового ограничения и эпитаксиальных напряжений сжатия вырождение (в центре зоны) между валентными зонами тяжелых и легких дырок снимается. Зона лёгких дырок при содержании In ниже $x = 0.15$ находится вне ограничивающего потенциала квантовой ямы. В квантовой яме находится только энергетический уровень тяжёлых дырок. В этом случае состояния легких дырок не участвуют в излучательной рекомбинации в квантовой яме и спиновая поляризация в точности равна степени циркулярной поляризации, снова с моментом количества движения фотона, ориентированным против направления спиновой поляризации:

$$P_{CP} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} \frac{3n_{\downarrow} - 3n_{\uparrow}}{3n_{\downarrow} + 3n_{\uparrow}} = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = -P_n. \quad (3.8)$$

Таким образом, измерение степени циркулярной поляризации излучения служит в качестве идентификатора состояния плотности спинов носителей, а также его изменения под влиянием внешних факторов и процессов релаксации.

Важно отметить, что циркулярная поляризация может быть обусловлена спиновой поляризацией не только электронов, но и **дырок**. В формуле (3.8) под концентрацией n_{\uparrow} и n_{\downarrow} могут пониматься концентрации тяжёлых дырок со спином «вверх» и «вниз». Поляризация по спину дырок

означает присутствие в ансамбле лёгких дырок со спином $1/2$ (для определённости $+$) и тяжёлых дырок со спином $3/2$. В этом случае переходы с участием неполяризованных электронов происходят также с испусканием право- и левополяризованного излучения. С учётом вероятностей переходов, степени циркулярной поляризации в этом случае также будет равна $\frac{P_n}{2}$.

Отметим, что закон сохранения работает для проекции момента количества движения на произвольную ось. Спиновая поляризация в системе означает преимущественную концентрацию носителей с проекцией спина $+1/2$ или $-1/2$ (для тяжёлых дырок $\pm 3/2$) на какую-то ось. При рекомбинации, таким образом, закон сохранения выполняется для фотонов, распространяющихся вдоль этой же оси. Чем больше отклонение направления распространения фотонов от этой оси, тем ниже будет степень их циркулярной поляризации.

Рассмотрим подробнее физику циркулярно-поляризованного электромагнитного излучения. Свет представляет собой поперечную электромагнитную волну. В направлении, перпендикулярном направлению распространения волны, совершают колебания вектор напряжённости электрического поля \mathbf{E} и вектор напряжённости магнитного поля \mathbf{H} , причём всегда $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$. Для дальнейшего описания достаточно рассмотреть только вектор \mathbf{E} (рис.3.2). Уравнение однородной электромагнитной волны для вектора \mathbf{E} записывается как:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta), \quad (3.9)$$

где δ – начальная фаза, $|\mathbf{E}_0|$ – амплитуда, ω – частота, t – время, \mathbf{k} – волновой вектор, \mathbf{r} – координата точки [36].

В общем случае вектор \mathbf{E} может лежать в любом из направлений, находящихся в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света. Его можно представить как суперпозицию двух проекций на взаимно перпендикулярные направления, лежащие в перпендикулярной плоскости.

Если две взаимно перпендикулярные компоненты (проекции) вектора E светового пучка совершают колебания с постоянной во времени разностью фаз, свет называется поляризованным.

Обычно состояние поляризации света изображается с помощью эллипса поляризации — проекции траектории конца вектора E на плоскость, перпендикулярную лучу (рисунок 3.3). В общем случае проекция имеет вид эллипса с правым или левым направлением вращения вектора E во времени. Такой свет называется эллиптически поляризованным [36,37].

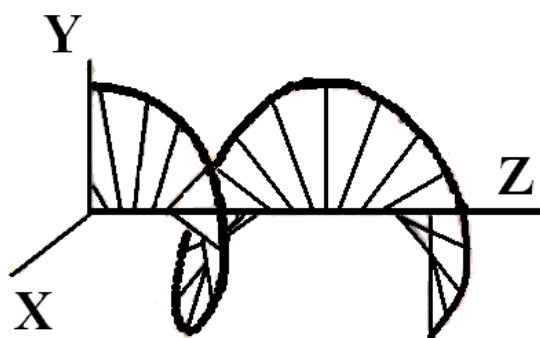
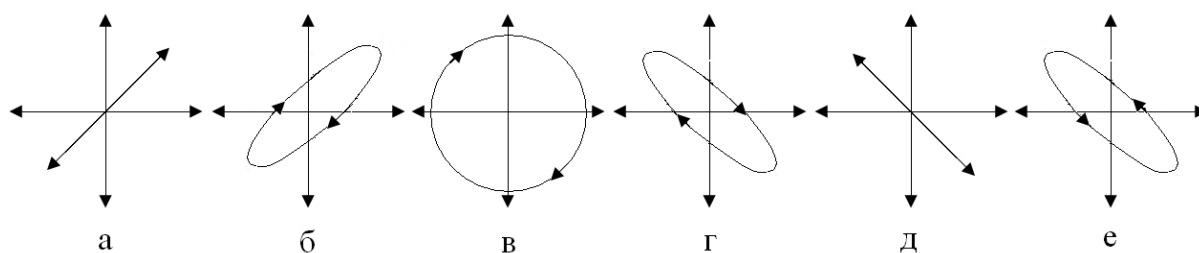


Рисунок 3.3 - Изменение вектора E в пространстве в фиксированный момент времени при круговой поляризации [36,37].



б

Рисунок 3.4 - Проекция электромагнитной волны на плоскость, перпендикулярную направлению распространения излучения, для различных видов поляризованного света: а,д) линейно-поляризованный свет; б, г, е) — эллиптически поляризованный свет; в) — циркулярно-поляризованный свет.

Циркулярно-поляризованное излучение – это предельный случай эллиптически поляризованного света. Другое название – излучение, поляризованное по кругу или излучение с круговой поляризацией. В этом случае разность фаз между двумя проекциями вектора E светового пучка составляет $\pi/2 \cdot (2n+1)$, где n – целое число. Проекция траектории конца вектора E на плоскость, перпендикулярную лучу, представляет собой окружность (рисунок 3.4 в). **Правая (левая) циркулярная поляризация** – это поляризация излучения, вектор E которого вращается по правому (левому) кругу, когда свет распространяется на наблюдателя. Фотоны, распространяющиеся в циркулярно-поляризованном излучении, переносят момент количества движения, вектор которого ориентирован в направлении распространения электромагнитной волны, а величина равна $S_{ph}\hbar$, где $S_{ph} = +1$ для левой поляризации и -1 для правой.

Суперпозиция двух циркулярно-поляризованных волн разной амплитуды (частично-поляризованный свет) образует эллиптически поляризованную волну. Т.е. фактически частично циркулярно-поляризованное излучение является эллиптически поляризованным.

Таким образом, ансамбль спин-поляризованных носителей в полупроводниках генерирует циркулярно-поляризованное излучение. Экспериментальное измерение степени циркулярной поляризации позволяет вычислить степень спиновой поляризации носителей заряда в полупроводниковых системах. Указанный метод используется при электрической инжекции спин-поляризованных носителей из ферромагнитного слоя в полупроводник – для анализа степени спиновой поляризации.

4. Экспериментальная реализация комбинированной методики измерений аномального эффекта Холла и циркулярно-поляризованной люминесценции

В «классических» полупроводниковых структурах методы спектроскопии фотолюминесценции и «нормального» эффекта Холла применяются совместно для определения основных параметров полупроводников (энергетического спектра, концентрации, подвижности). Найденная из измерений информация закладывается в технологический процесс для оценки качества изготавливаемых структур и сопоставления реальных параметров с заданными технологически.

В материалах спинтроники проводится аналогичное комбинированное исследование аномального эффекта Холла и циркулярно-поляризованной электролюминесценции. Поскольку возникновение циркулярно-поляризованной люминесценции, как и возникновение аномального эффекта Холла, связано с присутствием в структуре поляризованных по спину носителей заряда, то возможно проведение совместных исследований этих двух эффектов. Указанные совместные исследования позволяют независимо определить ряд магнитных характеристик. Так, согласно формуле (3.1), магнитолевая зависимость постоянной Холла позволяет вычислить намагниченность ферромагнитного материала. С другой стороны, исходя из простейших рекомбинационных соотношений (3.7-3.8) можно показать, что степень циркулярной поляризации люминесценции связана со спиновой поляризацией носителей заряда. Спиновая поляризация, в свою очередь, связана с намагниченностью ферромагнетика.

Следовательно, измерение аномального эффекта Холла и циркулярно-поляризованной люминесценции позволяет независимо определять параметры намагниченности ферромагнетика, например, магнитное поле насыщения.

4.1. Методика измерения аномального эффекта Холла

Для определения электрических и магнитных параметров ферромагнитных структур необходимо проведение анализа зависимостей сопротивления Холла R_H от величины внешнего магнитного поля H , следовательно, необходимо получение экспериментальных зависимостей $R_H(H)$. Для получения зависимостей $R_H(H)$ проводится регистрация величины сопротивления Холла в изменяющемся магнитном поле H с одновременной регистрацией величины магнитного поля.

В качестве источника магнитного поля регулируемой напряженности обычно используется электромагнит. Путем изменения величины пропускаемого через электромагнит тока или подаваемого напряжения (в зависимости от конструкции источника питания электромагнита) производится изменение величины напряженности магнитного поля.

Величина магнитного поля, создаваемого электромагнитом, может определяться по известной калибровочной зависимости магнитного поля от пропускаемого через электромагнит тока или подаваемого напряжения. Таким образом, в ходе эксперимента одновременно с измеряемой величиной R_H регистрируется величина пропускаемого через электромагнит тока и в дальнейшем производится его пересчет в величину создаваемого магнитного поля H , что позволяет получить зависимость $R_H(H)$.

Величина магнитного поля, создаваемого электромагнитом, может непосредственно измеряться датчиком магнитного поля. В качестве датчика величины магнитного поля обычно используется датчик на основе эффекта Холла, т.е. используется полупроводниковый кристалл, для которого величина э.д.с. Холла линейно зависит от внешнего магнитного поля (данная зависимость также калибруется). Такой способ определения в ходе эксперимента текущей величины более предпочтителен, чем определение по величине пропускаемого через магнит тока.

Для измерения величины удельного сопротивления и сопротивления Холла в ходе проведения эксперимента через исследуемую структуру пропускается ток постоянной величины и производятся измерения падения напряжения вдоль направления пропускания тока (для определения удельного сопротивления) и вдоль направления, перпендикулярного направлению протекания тока (для определения сопротивления Холла). Таким образом, для проведения измерений необходим источник пропускаемого через структуру тока (тестового тока) и вольтметр для измерения падения напряжения.

Величина э.д.с. Холла пропорциональна величине пропускаемого через структуру тока (выражение (1.12)), следовательно, увеличение тока приводит к увеличению э.д.с. Холла. Однако при определенных значениях тока может происходить разогрев исследуемой структуры, что приводит к изменению со временем исследуемых параметров (временной дрейф). Скорость разогрева зависит от удельного сопротивления структуры: для более высокоомных структур при равной величине тестового тока разогрев будет происходить быстрее. Для структур с высоким сопротивлением необходимо использовать меньший по величине ток. Величина тестового тока может варьироваться в широких пределах – от единиц нА до сотен мА в зависимости от удельного сопротивления исследуемой структуры.

По изменению с температурой полученных электрических и магнитных параметров исследуемой структуры можно получить такую информацию как характер проводимости структуры (металлический или полупроводниковый), характер рассеяния носителей тока, определить эволюцию магнитных свойств, температуру Кюри. Для проведения исследований при различных температурах используются криостаты, позволяющие поддерживать заданную температуру исследуемой структуры. В зависимости от типа криостата возможно поддержание заданной температуры в диапазоне от 50 мК до 500 К.

Таким образом, основными элементами установки для экспериментального получения магнитопольевых зависимостей удельного сопротивления и сопротивления Холла являются:

- электромагнит с возможностью изменения величины создаваемого магнитного поля;
- система регистрации величины магнитного поля;
- источник тестового тока, пропускаемого через исследуемую структуру;
- вольтметр для измерения падения напряжения на исследуемой структуре и э.д.с. Холла;
- криостат для поддержания заданной температуры образца.

На рисунке 4.1 схематично представлена установка для исследования гальваномагнитных свойств в широком диапазоне температур.

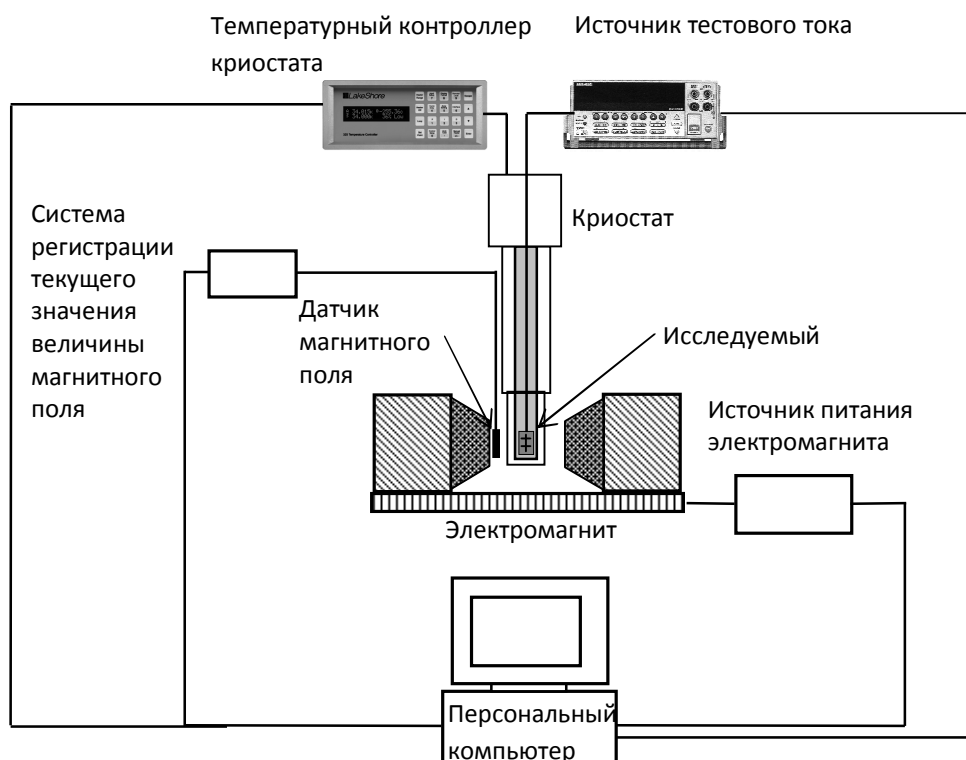


Рисунок 4.1 – Схематическое изображение экспериментальной установки для исследования гальваномагнитных свойств.

Для эффективного проведения эксперимента необходима автоматизация процесса получения зависимостей $R_H(H)$, что успешно

реализуется при использовании современных аппаратно-программных средств. В целом процесс получения магнитолевой зависимости измеряемой величины выглядит следующим образом:

1. Задание максимального значения магнитного поля. Задание величины шага изменения магнитного поля;
2. Измерение исследуемой величины в нулевом магнитном поле \Rightarrow увеличение магнитного поля на величину шага изменения магнитного поля, измерение величины магнитного поля \Rightarrow измерение исследуемой величины \Rightarrow увеличение магнитного поля на величину шага изменения магнитного поля, измерение величины магнитного поля и т.д.;
3. При достижении максимальной заданной величины магнитного поля повторение пункта 2 в обратной последовательности, т.е. с уменьшением величины магнитного поля от максимального значения до нуля;
4. Смена полярности внешнего магнитного поля;
5. Повторение пунктов 2 и 3;
6. Сохранение полученного массива данных, содержащего значения величины магнитного поля и измеряемой величины.

Задание максимального значения магнитного поля осуществляется заданием максимального значения пропускаемого через электромагнит тока (или подаваемого напряжения), генерируемого источником питания электромагнита. Задание величины шага изменения магнитного поля осуществляется заданием шага изменения величины пропускаемого через электромагнит тока (или подаваемого напряжения).

Для измерения величины магнитного поля необходимо получения данных о величине сигнала с датчика магнитного поля, для чего используется отдельный вольтметр или аналого-цифровой преобразователь. Для измерения исследуемой величины необходимо использование отдельного высокочувствительного вольтметра.

Следовательно, управляющая программа должна выдавать поток данных для управления источником питания электромагнита и фиксировать два входящих потока данных (от системы регистрации величины магнитного поля и измерителя исследуемой величины).

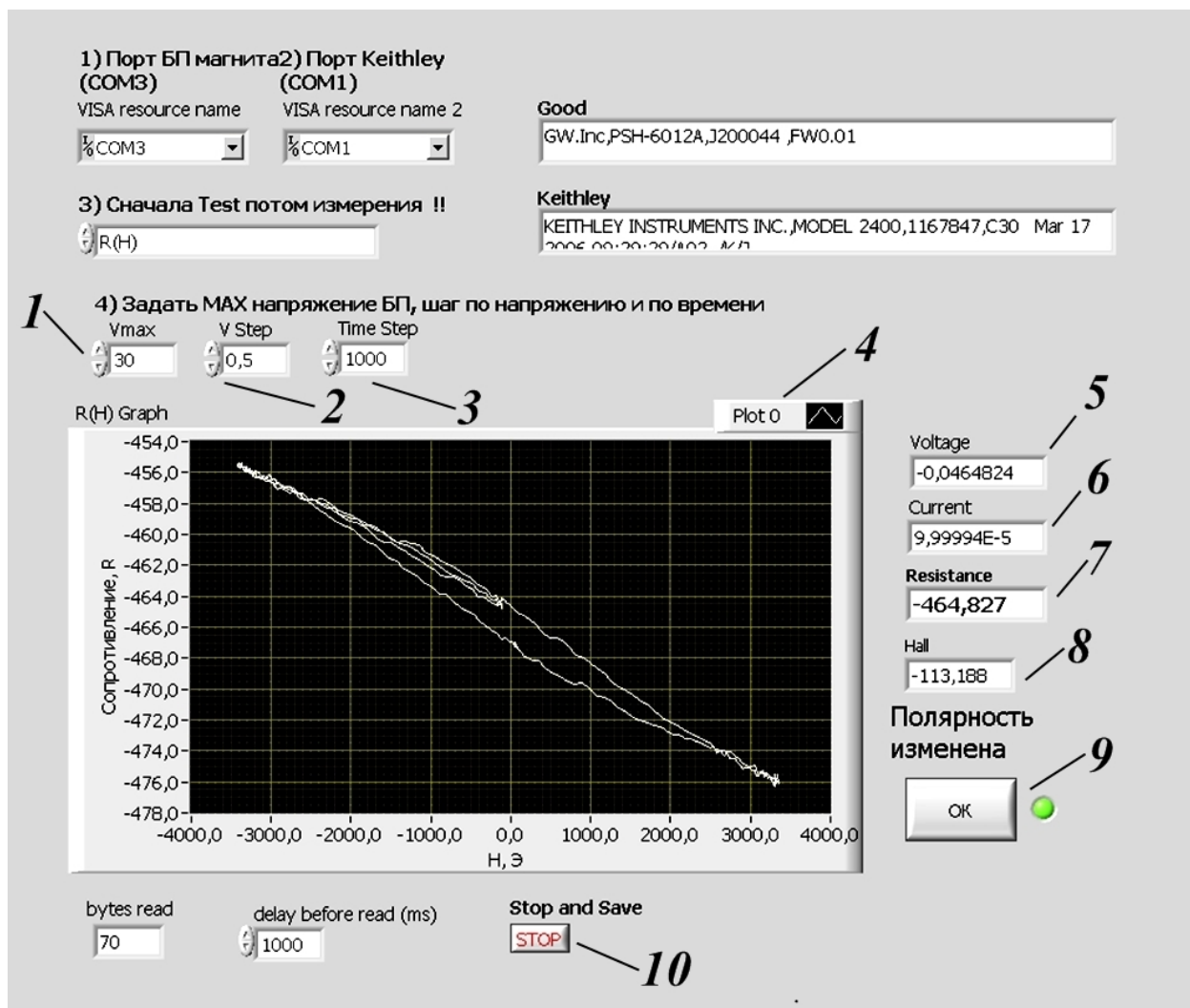


Рисунок 4.2 – Интерфейс программы управления установкой для исследования гальваномагнитных свойств.

На рисунке 4.2 представлен пример интерфейса программы управления установкой для исследования гальваномагнитных свойств. Программа управления создана с использованием среды графического программирования LabView. Основными элементами интерфейса являются: 1 – элемент управления для задания максимального напряжения, подаваемого

на электромагнит, 2 – элемент управления для задания шага изменения подаваемого на электромагнит напряжения, 3 – элемент управления для задания временной задержки между шагами по напряжению (задержка необходима ввиду того, что электромагнит обладает значительной индукцией и время установления создаваемого магнитного поля после изменения величины подаваемого на магнит напряжения может составлять несколько секунд), 4 – индикатор, отображающий зависимость величины измеряемого сопротивления от величины магнитного поля, 5 – индикатор, отображающий текущее значение измеряемого напряжения на исследуемой структуре, 6 – индикатор, отображающий текущее значение тестового тока, 7 – индикатор, отображающий текущее значение измеряемого сопротивления, 8 – индикатор, отображающий текущее значение величины магнитного поля, 9 – кнопка запуска измерений после изменения полярности магнитного поля, 10 – кнопка остановки измерения и сохранения полученного массива данных.

Таким образом, возможно автоматизированное получение зависимостей $R_H(H)$ с одновременной их визуализацией для контроля хода проведения эксперимента. Обычно для исследования гальваномагнитных свойств на исследуемых структурах фотолитографическим методом формируется меза-структуры типа «холловский мостик». На рисунке 4.3 представлено схематическое изображение мостика Холла.

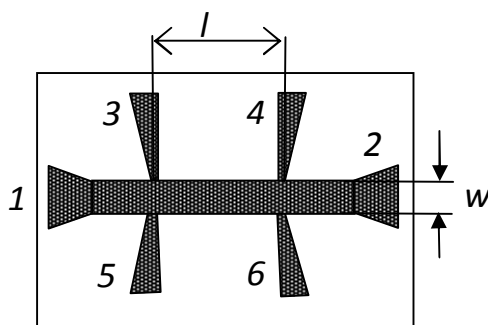


Рисунок 4.3 – Схематическое изображение мостика Холла. 1 и 2 – токовые контакты, 3-6 – потенциальные контакты. w – ширина токовой дорожки, l – расстояние между потенциальными контактами.

Мостик Холла имеет токовые контакты, через которые пропускается тестовый ток (контакты 1 и 2, рисунок 4.3) и потенциальные контакты для изменения напряжения (контакты 3-6). В этом случае удельное сопротивление структуры равно:

$$\rho = \frac{V_{\rho}}{I} \frac{w}{l} d, \quad (4.1)$$

где V_{ρ} – величина падения напряжения на паре потенциальных контактов, расположенных по одну сторону токовой дорожки (например, на контактах 3 и 4), I – величина пропускаемого тока, l – расстояние между потенциальными контактами, на которых измерялось падение напряжения, w – ширина токовой дорожки. э.д.с. Холла V_H регистрируется на противоположных потенциальных контактах, например, на контактах 3 и 5. В этом случае сопротивление Холла R_H равно $\frac{V_H}{I}$.

4.2. Методика измерения циркулярно-поляризованной фотолюминесценции

Как правило, для детектирования поляризации излучения используются двулучепреломляющие одноосные оптические кристаллы. Такие кристаллы представляют собой пластину толщиной порядка 0.3 – 1.5 мм, вырезанную таким образом, что его оптическая ось лежит в плоскости пластины. При этом свет, падая на пластину, разделяется на две взаимно-перпендикулярные линейно-поляризованные компоненты (так называемые обыкновенный и необыкновенный, o и e , лучи), которые в случае падения по нормали к входной грани движутся вдоль одного направления [36, 37]. Поляризация обыкновенного луча направлена перпендикулярно оптической оси, необыкновенного – вдоль оптической оси. Скорость распространения обыкновенного и необыкновенного луча в кристалле различаются, поэтому на выходе из кристалла между ними появляется относительная разность хода,

величина которой зависит от толщины кристалла. Изменение разности хода между o и e лучами означает изменение разности фаз между ними.

Изменение разности фаз между двумя взаимно перпендикулярными лучами означает изменение вида поляризации света. Тогда возможно преобразование эллиптической поляризации в более простую – линейную, которая может быть проанализирована с помощью поляризатора. Кристалл с оптической осью, лежащей параллельно поверхности, называется фазовой пластиной. Фазовые пластины классифицируются по разности хода, образующейся между лучами, в долях от длины волны. Например, если разность хода составила $\lambda/2$, где λ – длина волны падающего излучения, пластина называется полуволновой или пластиной $\lambda/2$.

Отметим, что обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются вдоль одного направления только в том случае, когда направление распространения света перпендикулярно плоскости кристалла. В излучении, падающем под углом к плоскости, обыкновенный и необыкновенный луч будут пространственно разделены. Поэтому наиболее удобна для анализа схема, в которой свет от источника преобразуется в плоскопараллельный пучок, распространяющийся перпендикулярно поверхности кристалла.

4.2.1. Общая схема измерения циркулярной поляризации излучения

Общая схема для измерения степени циркулярной поляризации любого источника излучения показана на рисунке 4.4.

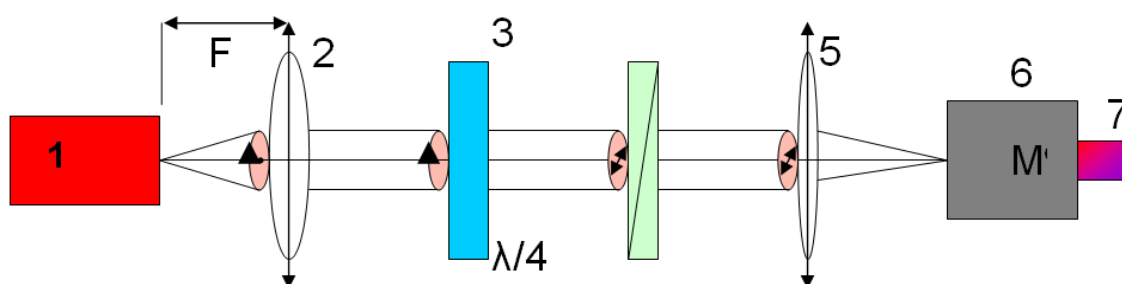


Рисунок 4.4 – Общая схема измерений циркулярной поляризации излучения.

Схема содержит следующие элементы:

- 1) Источник циркулярно-поляризованного излучения;
- 2) Собирающая линза, расположенная на фокусном расстоянии от источника излучения;
- 3) Пластина $\lambda/4$;
- 4) Линейный поляризатор;
- 5) Фокусирующая линза;
- 6) Монохроматор;
- 7) Детектор, измеритель относительной интенсивности.

Принцип работы схемы заключается в следующем. Циркулярно-поляризованное излучение от источника 1 попадает на собирающую линзу 2, где преобразуется в плоскопараллельный пучок света. Данный пучок анализируется с помощью оптических элементов: фазовой пластины $\lambda/4$ (3) и поляризатора (4). Фазовая пластина $\lambda/4$ преобразует циркулярно-поляризованное излучение в линейно-поляризованное [28, 38]. Плоскость поляризации зависит от направления вращения вектора E в циркулярно-поляризованном свете. Линейно-поляризованное излучение попадает на поляризатор, плоскость поляризации которого совпадает либо перпендикулярно плоскости поляризации излучения, прошедшего через пластину $\lambda/4$. Таким образом, выделяется компонента правополяризованного либо левополяризованного излучения. Путём вращения пластины $\lambda/4$ на 90° можно изменить компоненту попадающего на фокусирующую линзу 5 излучения. Линза 5 фокусирует излучение на щель монохроматора 6, и излучение на определённых длинах волн регистрируется детектором 7. В зависимости от положения пластины $\lambda/4$ ($\pm 45^\circ$) монохроматором 6 и детектором 7 измеряется интенсивность и положение линии излучения либо левополяризованной, либо правополяризованной компонент. На рисунке 4.5 показано положение пластины при измерении право- и левополяризованного излучения. Циркулярно-поляризованный свет (для которого разность фаз

между двумя компонентами вектора E составляет $\pi/2$) преобразуется в линейно-поляризованный

Циркулярно-поляризованный свет может быть представлен как сумма двух линейно-поляризованных компонент со взаимно-перпендикулярным положением вектора E , разность фаз между которыми составляет $\pi/2$ [38]. Изменение разности фаз на $\pm\pi/2$ приведёт к тому, что взаимно-перпендикулярные компоненты вектора будут изменяться в фазе или в противофазе. Кристаллы, для которых фаза меняется на $+\pi/2$, называют «положительными», а кристаллы, для которых фаза меняется на $-\pi/2$ – «отрицательными». Рассмотрим положительный кристалл, на который попадает циркулярно-поляризованный свет. После прохождения через пластину $\lambda/4$ свет преобразуется в линейно-поляризованный. В общем случае, когда в свете присутствуют компоненты с правой и левой циркулярной поляризацией, на поляризатор попадает две взаимно-перпендикулярные линейно-поляризованные компоненты. Плоскость поляризации преобразованного линейно-поляризованного света отклоняется от оптической оси пластины на угол 45° по часовой стрелке или против часовой стрелки в зависимости от направления вращения вектора E циркулярно-поляризованного света (рисунок 4.5) [36-38]. Через поляризатор, в свою очередь, проходит одна из этих двух компонент циркулярной поляризации – та, которая при преобразовании в линейную совпадает с плоскостью поляризатора. Путём поворота пластины $\lambda/4$ на 90° можно менять прошедшую компоненту. Таким образом, путём вращения фазовой пластины можно добиться прохождения через поляризатор левополяризованной или правополяризованной компонент (рис.2.5).

В настоящее время промышленно производятся ахроматические кристаллы, преобразующие свет в сравнительно широком диапазоне длин волн, аналогично пластине $\lambda/4$. Материалом служит пластина, составленная из кварцевого кристалла и кристалла MgF [39].

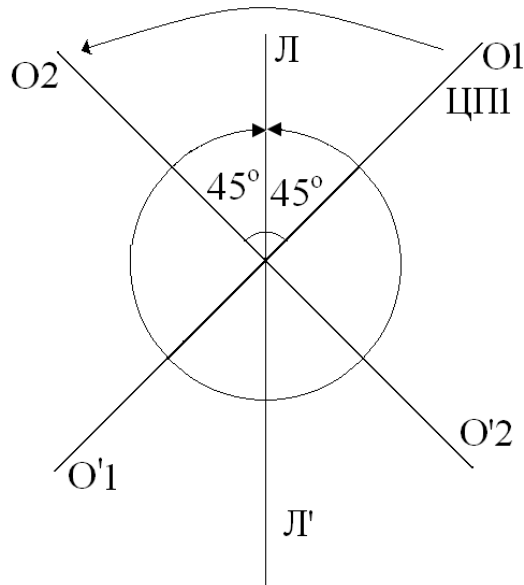
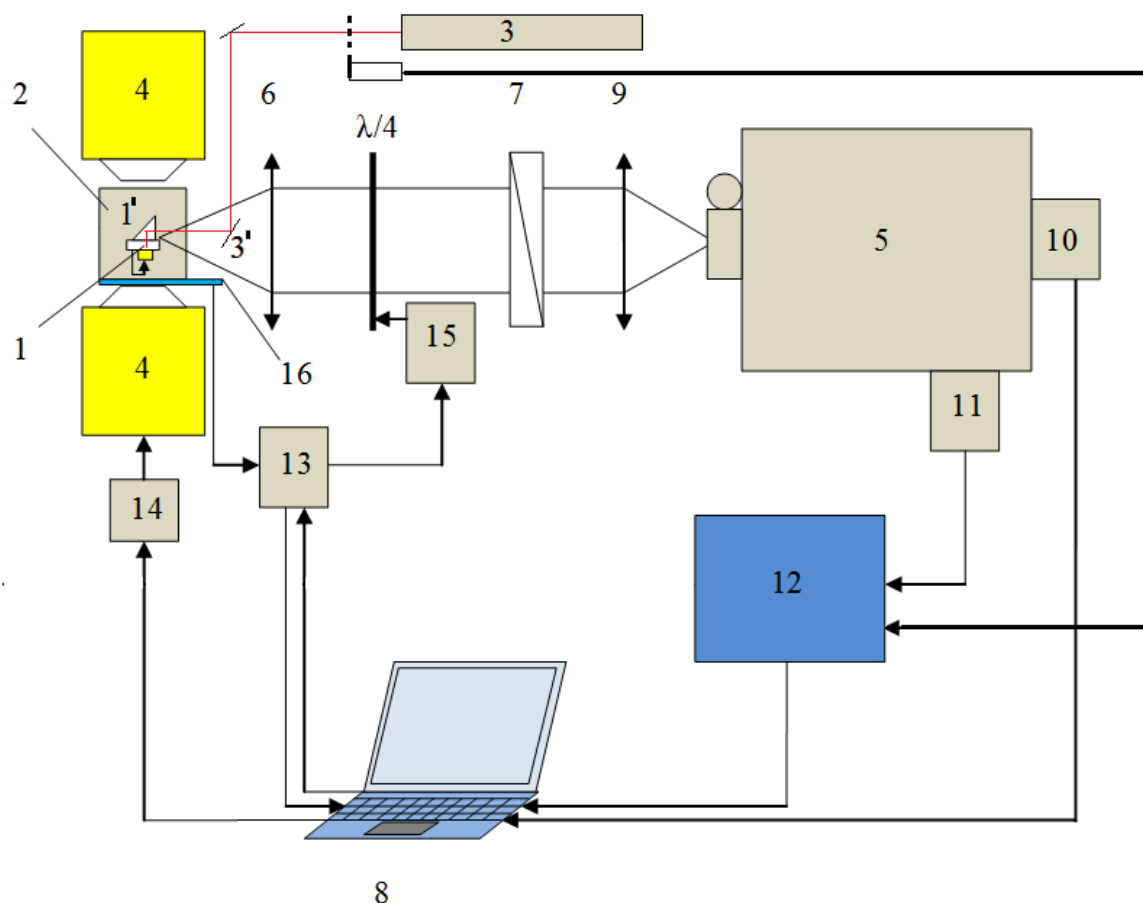


Рисунок 4.5 – Схема анализа циркулярной поляризации с помощью пластины $\lambda/4$ и поляризатора. ЛЛ' – плоскость поляризации поляризатора, O1O'1 – ось пластины для пропускания левополяризованного излучения, O2O'2 – ось пластины для пропускания правополяризованного излучения. Направление распространения - на наблюдателя.

4.2.2. Схема измерения циркулярной поляризации фотолюминесценции ферромагнитных полупроводниковых наноструктур на основе GaAs

Рассмотрим схему анализа циркулярной поляризации фотолюминесценции полупроводниковых наноструктур (рисунок 4.6). При помещении в магнитное поля излучение диодов становится циркулярно-поляризованным, а степень поляризации зависит от величины поля.



1 – образец, 2 – криостат, 3 – источник питания, 4 – электромагнит, 5 – монохроматор, 6 – коллиматорная линза, 7 – линейный поляризатор, 8 – ПК, 9 – фокусировочная линза, 10 – ПЗС линейка, 11 – фотодетектор, 12 – селективный усилитель, 13 – АЦП/цифровой интерфейс, 14 – блок питания электромагнита, 15 – привод четвертьволновой пластины, 16 – датчик Холла.
 Рисунок 4.6 – Блок-схема установки для измерения степени циркулярной поляризации

При настройке схемы все элементы устанавливаются вдоль оптической оси системы. В данном случае оптической осью можно считать линию, соединяющую источник излучения и входную щель монохроматора. Как правило, эта ось проходит строго горизонтально. Для нахождения оптической оси используются диафрагма и лазер. Диафрагма устанавливается таким образом, чтобы совпадать по вертикали и горизонтали с входной щелью. Лазерное излучение направляется через точку, в которой

будет находиться источник излучения, на диафрагму. Поочерёдным поворотом элементов пространственного управления лазером (это могут быть «подвижки» лазера или зеркала) необходимо добиться, чтобы лазерное излучение попадало одновременно на диафрагму и на центр входной щели. Затем оптические элементы выставляются и настраиваются таким образом, чтобы лазерный луч не смещался из центра входной щели.

Образец (1) помещается в криостат (2), находящийся между полюсами электромагнита (4). Между полюсами магнита создаётся постоянное магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности диодной структуры. Выходящее излучение перпендикулярно оптической оси схемы. Оно разворачивается на 90° с помощью поворотного зеркала 1' (рисунок 4.7). Ток через электромагнит задаётся источником питания (14).

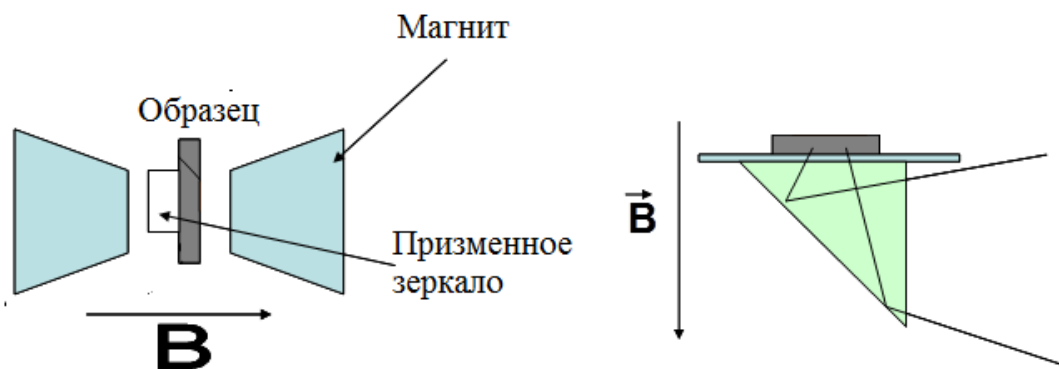


Рисунок 4.7 - Геометрия расположения светоизлучающего диода относительно магнитного поля.

Напряжённость магнитного поля измеряется при помощи датчика Холла (16). Образец облучается лазером (3), лазерный луч попадает на образец, отражаясь через линзу (3') и зеркало (1'). Лазерное излучение проходит через механический прерыватель, соответственно образец облучается в импульсном режиме. Возбуждаемое в образце

фотолюминесцентное излучение регистрируется с лицевой стороны. Зеркало (3') имеет минимальный размер для отражения лазерного излучения. Поскольку фотолюминесцентное излучение распространяется под большим телесным углом, зеркало (3') блокирует лишь небольшую часть полезного сигнала ($\sim 5\%$). В магнитном поле излучение становится циркулярно-поляризованным. Для случая описанного выше ССИД интенсивность компоненты с σ^+ поляризацией выше интенсивности компоненты с σ^- поляризацией. ФЛ излучение, с помощью линзы (6) преобразуется в плоско-параллельный пучок света, далее, проходя через четвертьволновую пластину $\lambda/4$ лево- и право-поляризованное излучение преобразовывается в линейно-поляризованное, причём плоскости поляризации находятся под углом 90° друг относительно друга. Излучение поступает на линейный поляризатор (7) при этом выделяется одна из двух компонент циркулярной поляризации. Затем, при помощи линзы (9) линейно-поляризованное излучение фокусируется на входной щели монохроматора МДР-23 (5). Вращением пластины $\lambda/4$ меняется компонента излучения, попадающая в монохроматор МДР23. С помощью детектора излучения поочерёдно измеряются относительные интенсивности правополяризованной и левополяризованной компонент излучения. Степень циркулярной поляризации рассчитывается по формуле (3.8).

Вместо выходной щели установлен ПЗС-детектор (10), представляющий собой линейку из 3000 отдельных пикселей. На выходе монохроматора излучение распределено в пространстве по длине волны. Таким образом, на каждый пиксель попадало излучение с определённой длиной волны. (В действительности длина волны излучения, попадающего на конкретный фотодетектор, лежит в некотором небольшом интервале, но этим можно пренебречь ввиду малости размеров пикселя). При освещении последних генерировался электрический сигнал, уровень которого пропорционален интенсивности падающего излучения. Далее сигнал

преобразовывался в цифровой вид и обрабатывается на персональном компьютере (8).

Для пересчёта положения пикселей в длину волны была использована следующая формула:

$$\lambda = k (x - 1500) + \lambda_0 \quad (4.2)$$

где $k = 0,1832 \pm 0,0002 \text{ \AA/pix}$,

λ_0 – длина волны, приходящаяся на центр детектора (пиксель №1500),

x – номер пикселя.

Так же, в качестве детектора применяется фотодиод (11), сигнал с которого поступает на селективный усилитель Standford (12), синхронизированный с лазером (3). Монохроматор МДР-23 позволяет устанавливать два детектора одновременно. Путём изменения положения переключателя интенсивность измеряется на одном из двух детекторов.

4.2.3. Автоматизация измерительной системы

Для эффективного проведения эксперимента необходима автоматизация процесса получения зависимостей $P_{\Phi L}$ от магнитного поля, что успешно реализуется при использовании современных аппаратно-программных средств. В целом процесс получения магнитополевой зависимости измеряемой величины выглядит следующим образом:

7. Задание максимального значения магнитного поля. Задание величины шага изменения магнитного поля;
8. Измерение степени циркулярной поляризации в нулевом магнитном поле \Rightarrow увеличение магнитного поля на величину шага изменения магнитного поля, измерение величины магнитного поля \Rightarrow измерение исследуемой величины \Rightarrow увеличение магнитного поля на величину

шага изменения магнитного поля, измерение величины магнитного поля и т.д.;

9. При достижении максимальной заданной величины магнитного поля повторение пункта 2 в обратной последовательности, т.е. с уменьшением величины магнитного поля от максимального значения до нуля;
10. Смена полярности внешнего магнитного поля;
11. Повторение пунктов 2 и 3;
12. Сохранение полученного массива данных, содержащего значения величины магнитного поля и измеряемой величины.

Задание максимального значения магнитного поля осуществляется заданием максимального значения пропускаемого через электромагнит тока (или подаваемого напряжения), генерируемого источником питания электромагнита. Задание величины шага изменения магнитного поля осуществляется заданием шага изменения величины пропускаемого через электромагнит тока (или подаваемого напряжения).

Для измерения величины магнитного поля необходимо получения данных о величине сигнала с датчика магнитного поля, для чего используется отдельный вольтметр или аналого-цифровой преобразователь.

Для измерения степени циркулярной поляризации необходима регистрация интенсивности люминесценции для двух положений четвертьволновую пластину $\lambda/4$. Интенсивность люминесценции определяется по величине напряжения на фотодиоде измеряемого фазочувствительным вольтметром. Изменение положения четвертьволновой пластины осуществляется с помощью управляемого с компьютера привода (15) (рисунок 4.6).

Таким образом, управляющая программа должна выдавать поток данных для управления источником питания электромагнита и привода четвертьволновой пластины и фиксировать два входящих потока данных (от

системы регистрации величины магнитного поля и измерителя исследуемой величины).

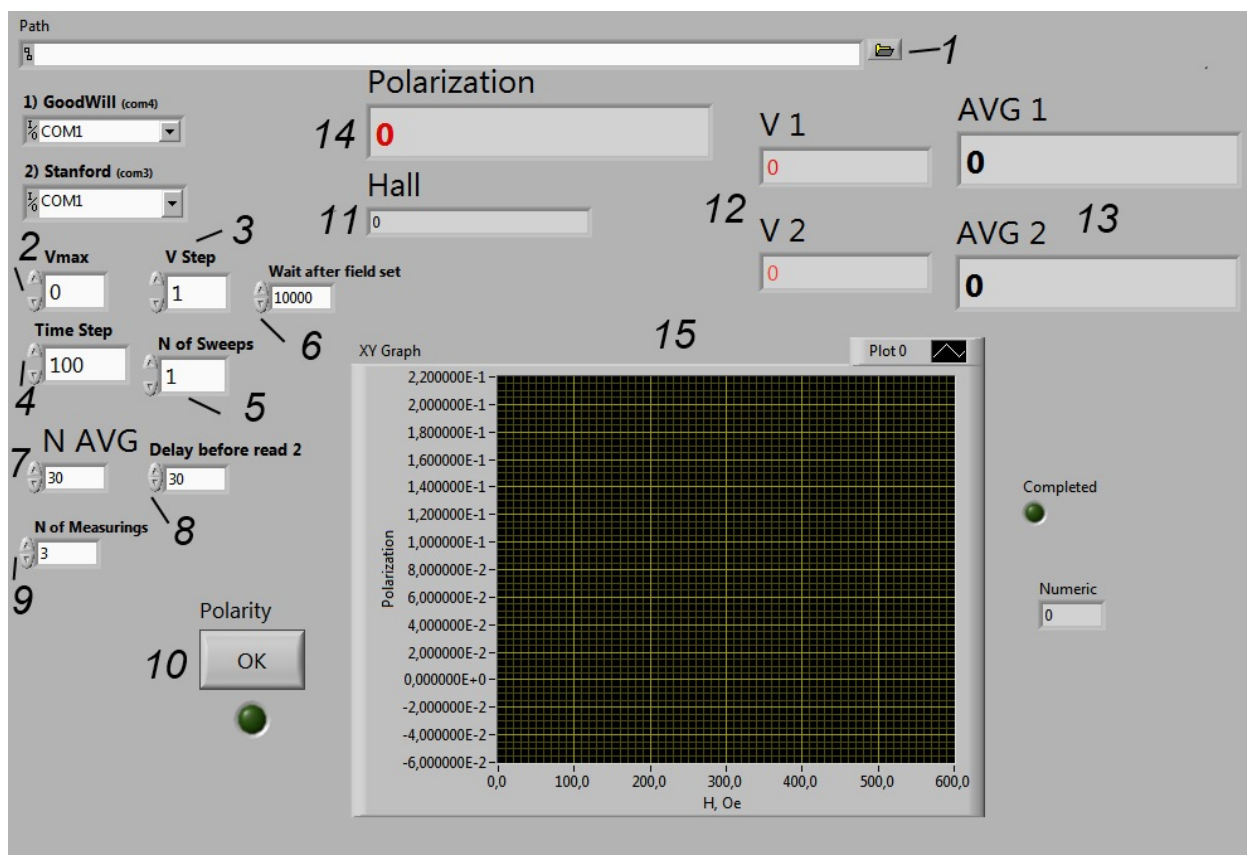


Рисунок 4.8 – Интерфейс программы управления установкой для получения магнитолевой зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции.

На рисунке 4.8 представлен пример интерфейса программы управления установкой для получения магнитолевой зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции. Программа управления создана с использованием среды графического программирования LabView. Основными элементами интерфейса являются:

1 – элемент управления для указания пути сохранения файла, содержащего измеренные значения величины магнитного поля и степени поляризации люминесценции;

2 – элемент управления для задания максимального напряжения, подаваемого на электромагнит;

3 – элемент управления для задания шага изменения подаваемого на электромагнит напряжения;

4 – элемент управления для задания временной задержки между шагами по напряжению (задержка необходима ввиду того, что электромагнит обладает значительной индуктивностью и время установления создаваемого магнитного поля после изменения величины подаваемого на магнит напряжения может составлять несколько секунд);

5 – элемент управления для задания числа разверток магнитного поля (необходимо для получения магнитополевой зависимости степени поляризации люминесценции для двух полярностей магнитного поля);

6 – элемент управления для задания временного промежутка между моментом подачи команды на изменение напряжения на электромагните и началом измерения интенсивности люминесценции;

7 – элемент управления для задания числа значений интенсивности люминесценции, получаемых с фазочувствительного вольтметра для их последующего усреднения;

8 – элемент управления для задания временной задержки между командой считывания значений с фазочувствительного вольтметра и началом считывания значений;

9 – элемент управления для задания числа измерений степени поляризации люминесценции при данном значении магнитного поля для их последующего усреднения;

10 – элемент управления для начала процесса измерения после смены полярности магнитного поля;

11 – индикатор, отображающий текущее значение величины магнитного поля;

12 – индикаторы, отображающие текущие значения напряжения, выдаваемого фотодиодом для двух ориентаций четвертьволновой пластины;

13 – индикаторы, отображающие усредненные значения напряжения, выдаваемого фотодиодом для двух ориентаций четвертьволновой пластины;

14 – индикатор, отображающий степень поляризации люминесценции, вычисленную по формуле (1) для текущего значения магнитного поля;

15 – индикатор, отображающий зависимость степени поляризации люминесценции от величины магнитного поля.

Таким образом, возможно автоматизированное получение зависимостей $P_{ФЛ}(H)$ с одновременной ее визуализацией для контроля хода проведения эксперимента.

Стандартно при измерениях фиксируется один из параметров: строятся зависимости степени поляризации от магнитного поля при постоянной температуре и зависимость степени поляризации от температуры при постоянном магнитном поле.

4.2.4. Этапы измерений

Измерение степени циркулярной поляризации электролюминесценции

Длина волны излучения диода известна из тестовых измерений. Монохроматор настраивается на данную длину волны. Необходимо выполнить следующие действия.

1. Включить лазер, направить излучение лазера на структуру. Настроить монохроматор на измерения интенсивности посредством ПЗС детектора. Измерить спектр и интенсивность фотолюминесценции. Температура измерений минимальна.
2. Измерить степень циркулярной поляризации спектра ФЛ без магнитного поля. Повернуть пластину $\lambda/4$ в положение $O1O'1$ (рисунок

4.5), измерить интенсивность левополяризованной компоненты излучения. Повернуть пластину $\lambda/4$ на 90° в положение $O2O'2$, измерить интенсивность правополяризованной компоненты.

Примечание. В отсутствие магнитного поля излучение может быть неполяризованным. Строго говоря, в этом случае измеряются не лево- и правополяризованные компоненты, а интенсивности света, прошедшего при двух положениях пластины $\lambda/4$. Однако для того, чтобы избежать неоднозначности в терминологии, условно будем считать свет, прошедший через пластину $\lambda/4$ в положении $O1O'1$ левополяризованной компонентой, в положении $O2O'2$ – правополяризованной.

Рассчитать степень циркулярной поляризации по формуле, аналогичной (3.8)

$$P_{\text{фл}} = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}, \quad \text{где } P_{\text{фл}} \text{ — степень циркулярной поляризации}$$

фотолюминесценции. Для случая $H = 0$ она должна быть равна нулю.

3. Ввести максимальное магнитное поле (0.4 Тл). Поворачивая пластину $\lambda/4$ на $\pm 90^\circ$, измерить степень циркулярной поляризации спектра ФЛ, как в пункте 3.

Примечание. Разогрев лазером. При облучении образца лазером с мощностью ~ 10 мВт температура образца становится выше, чем задаваемая с помощью температурного контроллера криостата. Наибольший вклад данный эффект вносит при измерениях при минимальной температуре. Нагрев ведёт к снижению степени циркулярной поляризации ЭЛ. Во избежание указанного эффекта измерения проводятся при минимальной накачке лазером, обеспечивающей достаточную для измерения интенсивность. Кроме того разогрев образца уменьшается за счёт электромеханического прерывателя, преобразующего лазерное излучение, облучающее образец в импульсное.

Измерение магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации фотолюминесценции

1. Включить лазер, направить излучение лазера на структуру. Измерить спектр и интенсивность электролюминесценции. Температура измерений минимальна.
2. Ввести магнитное поле. Величина поля регулируется током источника питания магнитом и измеряется с помощью датчика Холла. Значения выводятся на монитор персонального компьютера.
3. Настроить монохроматор на измерения посредством фотодиода. Установить длину волны, соответствующую максимуму интенсивности излучения.
4. Измерить зависимость $P_{\text{ФЛ}}(B)$. Измерения проводятся в автоматическом режиме с помощью программы, интерфейс которой изображен на рисунке 4.8.
5. При необходимости провести измерения для других длин волн.

Измерение температурной зависимости степени циркулярной поляризации фотолюминесценции

1. Подать напряжение постоянного тока на диоды. Измерить спектр и интенсивность электролюминесценции.
2. Ввести магнитное поле. Величина поля меняется от минимальной до максимальной в зависимости от задачи.
3. Настроить монохроматор на измерения посредством фотодиода. Установить длину волны, соответствующую максимуму интенсивности излучения.
4. С помощью контроллера температуры задать температуру криостата.
5. Меняя температуру, измерить зависимость $P_{\text{ФЛ}}(T)$ при фиксированном токе диода и фиксированном магнитном поле. При необходимости

измерения можно повторить при различных фиксированных температурах.

4.3. Измерение аномального эффекта Холла и степени циркулярной поляризации на GaAs/InGaAs гетероструктуре, содержащей ферромагнитный δ -Mn-легированный слой

На рисунке 4.9 приведены магнитополевые зависимости сопротивления Холла при различных температурах для светоизлучающей структуры GaAs/ δ -Mn/GaAs/InGaAs/GaAs. Гальваномагнитные свойства исследовались при протекании тока в плоскости структуры. К поверхности структуры были изготовлены бездиффузионные омические контакты. Следует отметить, что эпитаксиальные слои в структуре были нанесены на подложку *n*-типа для исследования электролюминесцентных свойств. Поскольку спейсерный слой GaAs, разделяющий КЯ и дельта – слой марганца, специально не легировался, его проводимость значительно ниже проводимости дельта-слоя, Это позволяет сделать вывод, что при исследовании эффекта Холла тестовый ток протекает преимущественно в дельта-слое марганца и, следовательно, полученные магнитополевые зависимости сопротивления Холла определяются свойствами дельта-слоя.

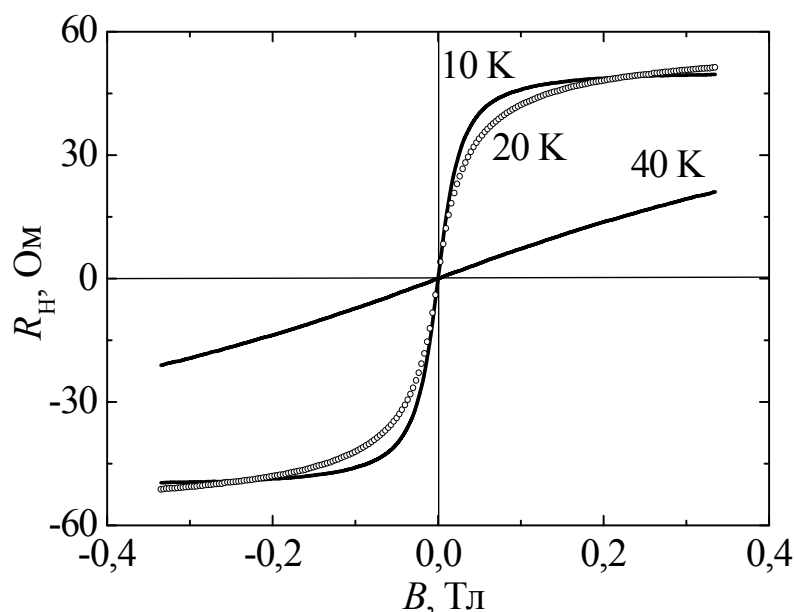


Рисунок 4.9 – Магнитополевые зависимости сопротивления Холла, полученные при различных температурах, для светоизлучающей структуры GaAs/ δ -Mn/GaAs/InGaAs/GaAs.

Проявление аномального эффекта Холла при температурах ниже 40 К позволяет установить, что при этих температурах в структуре присутствуют поляризованные по спину носители заряда. Также можно заключить, что температура Кюри для данной структуры составляет порядка 40 К.

Для рассматриваемой структуры GaAs/ δ -Mn/GaAs/InGaAs/GaAs были проведены сравнительные исследования гальваномагнитных и оптических свойств (электролюминесценции). Для этого на поверхность структуры наносился Au контакт методом термического испарения в вакууме. К подложке формировался Sn омический контакт методом искрового вжигания. В полученной *p-i-n* диодной структуре *n*-областью являлась подложка, а *p*-областью являлся легированный Mn покровный слой. Методом фотолитографии формировались меза-структуры диаметром 500 мкм. На образец подавалось прямое смещение (положительный относительно

подложки потенциал), а регистрировалась часть возбуждаемого в образце электролюминесцентного излучения, выходящая со стороны подложки. Диапазон рабочих токов диодов составлял 0.5 – 30 мА при напряжении 1.5 – 3 В. Измерение циркулярной поляризации электролюминесценции проводилось в криостате в перпендикулярном магнитном поле величиной до 0.4 Тл с использованием методики, описанной в пунктах 4.2.2. - 4.2.4.

На рисунке 4.10 представлены магнитополевые зависимости сопротивления Холла (непрерывные линии) и магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции (символы), полученные при различных температурах, для светоизлучающей структуры GaAs/ δ -Mn/GaAs/InGaAs/GaAs.

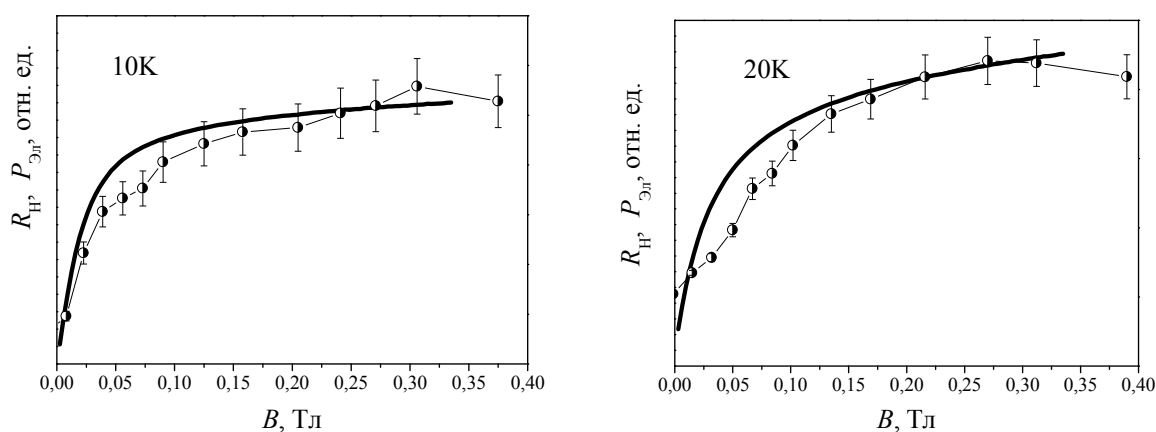


Рисунок 4.10 – Магнитополевые зависимости сопротивления Холла

Наличие циркулярной поляризации электролюминесцентного излучения однозначно свидетельствует о спиновой поляризации носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации. На рисунке 4.10 представлено сопоставление магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации и сопротивления Холла. Наблюдается хорошее совпадение хода зависимостей при температурах 10 и 20 К. Поскольку, как обсуждалось выше, магнитополевые зависимости сопротивления Холла

пропорциональны ходу магнитолевой зависимости намагниченности, то можно (в предположении доминирования слагаемого аномального эффекта Холла в зависимости $R_H(H)$) проводить анализ влияния намагниченности структуры (полученной из эффекта Холла) на степень циркулярной поляризации излучения.

Таким образом, для одной и той же структуры возможно проведение исследований как транспорта носителей заряда, так и люминесцентных свойств. Возможно установление присутствия поляризованных по спину носителей заряда в структуре и ее ферромагнитных свойств двумя независимыми методами.

Заключение

Проведение исследования эффекта Холла в ферромагнитных полупроводниковых структурах позволяет определить их электрические и магнитные параметры. Рассмотрение особенностей проявления аномального эффекта Холла позволяет определить наличие поляризованных по спину носителей заряда, температуру Кюри ферромагнитной полупроводниковой структуры, также концентрацию и подвижность носителей заряда. Путем исследования эффекта Холла возможно достаточно полно охарактеризовать отдельные ферромагнитные слои, а также приборные структуры. Методика измерения циркулярной поляризации позволяет определить ряд дополнительных параметров ферромагнитных полупроводниковых наноструктур (спиновую поляризацию носителей, параметры намагниченности). Кроме того, циркулярная поляризация может лечь в основу новых приборов – спиновых светоизлучающих диодов.

Список литературы

- [1] Щука, А.А. Нанoeлектроника / А.А. Щука // М.: Физматкнига. - 2007. - 464 С.
- [2] Зи, С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи // М.: Мир. 1984. - Т.1. - 456 С.
- [3] Зайдель, А.Н. Техника и практика спектроскопии / А.Н. Зайдель, Г.В. Островская, Ю.И. Островский // М.: Наука. - 1976. - 392 С.
- [4] Ефимов, И.Е. Основы микроэлектроники. Учебник для студентов /И.Е. Ефимов, И.Я. Козырь // М.: Высш.шк. - 1983. - 384 С.
- [5] Room-Temperature Spin Injection from Fe into GaAs / Н. J. Zhu, М. Ramsteiner, Н. Kostial, М. Wassermeier, Н.-Р. Schönherr, К. Н. Ploog // Phys. Rev. Lett. - 2001. - V.87, n.1. - P.016601.
- [6] Здоровейщев, А.В. Влияние физико-химической модификации покровного слоя на морфологию и фотоэлектронные спектры квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией: Автореферат дисс. канд. ф.-м. наук: 01.04.10 / А.В. Здоровейщев. - Н.Новгород. - 2006. - 22 с.
- [7] <http://www.matprop.ru/>
- [8] Демиховский, В.Я. Квантовые ямы, нити, точки. Что это такое. / В.Я. Демиховский // Соросовский образовательный журнал. - 1997. - Т.5 - С.80-86.
- [9] Карпович, И.А. Фотоэлектрическая диагностика квантово-размерных гетероструктур / И.А. Карпович, Д.О. Филатов // Учебное пособие. - 1999. Нижний Новгород. - 77 С.
- [10] Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова // М.: Энергия. - 1976. - 416 С.
- [11] Излучательные свойства квантовых ям GaAs/InGaAs с GaAs барьером, δ-легированным атомами Mn / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, П.Б. Дёмина, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, Ю.Н. Дроздов, М.В. Сапожников // Изв. РАН. Серия физическая. - 2009. - Т.73, №1. - С.14-17.

- [12] Шуберт, Ф.Е. Светодиоды / Ф.Е. Шуберт // М. Физматлит. - 2008. - 495 С.
- [13] Георгобиани, А.Н. Электролюминесценция полупроводников и полупроводниковых структур / А.Н. Георгобиани // Соросовский образовательный журнал. - 2000. - Т.6, вып.3 - С.105-111.
- [14] Very high spin polarization in GaAs by injection from a (Ga,Mn)As Zener diode / P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, V. F. Motsnyi, M. Sawicki, G. Borghs, J. De Boeck // Appl. Phys. Lett. - 2004. - V.84, n.18. - P.3495-3497.
- [15] Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона. – М. : Физматлит, 2002. –560 с.
- [16] Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников // – М. : Наука, 1977. – 672 с.
- [17] Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
- [18] Берман, С. Емкостные методы исследования полупроводников / С. Берман // Ленинград. Наука. - 1972. – 104 С.
- [19] Фарбер, В.М. Дифракционные методы анализа / В.М. Фарбер, А.А. Архангельская // Учебное пособие. – Екатеринбург. - 2004. <http://window.edu.ru/resource/402/28402/files/ustu009.pdf> - 113 С.
- [20] Пихтин, А.Н. Влияние внешнего электрического поля на вероятность оптических переходов в квантовых ямах InGaAs/GaAs / А.Н. Пихтин, О.С. Комков, К.В. Базаров // ФТП. - 2006. - Т.40, вып.5. - С.608-613.
- [21] Ковалёв, А.И. Современные методы исследования поверхности металлов и сплавов / А.И. Ковалёв, Г.В. Щербединский // М. «Металлургия». - 1989. - 192.
- [22] Concepts in Spin Electronics / Ed. by S. Maekawa. - New York: Oxford University Press, 2006. - 398 P.

- [23] Данилов, Ю.А. Основы спинтроники / Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, А.А. Ежевский // Учебное пособие. Н.Новгород. - 2011. http://www.unn.ru/books/met_files/spintronik.pdf - 173 С.
- [24] Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. - 2004. - V.76. - P.323-410.
- [25] Оптическая ориентация // под. ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Ленинград: Наука (ленингр. отделение). - 1989. - 408 С.
- [26] Ландау, Л.Д. Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // - М. Наука. - 1989. -521 С.
- [27] Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона. М.: Физматлит. - 2002. – 560 С.
- [28] Spin-polarized light-emitting diodes and lasers / M Holub and P Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2007. - V.40. - P.R179–R203.
- [29] Schmidt, G. Concepts for spin injection into semiconductor – a review / G. Schmidt // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2005. - V.38. - P.R107-R122.
- [30] Electrical spin injection from ferromagnetic MnAs metal layers into GaAs / M. Ramsteiner, H.Y. Hao, A. Kawaharazuka, H.J. Zhu, M. Kastner, R. Hey, L. Doweritz, H.T. Grahn, K.H. Ploog // Phys. Rev. B - 2002. - V.66. – P.081304R.
- [31] Datta, S. Electronic analog of the electro-optic modulator / S. Datta, B. Das // Appl. Phys. Lett. - 1990. - V.56. - P.665-667.
- [29] A monolithically integrated magneto-optoelectronic circuit / D. Saha, D. Basu, P. Bhattacharya // Appl.Phys.Lett. - 2008. - V.93. P.194104.
- [30] Luminescent spin-valve transistor / I. Appelbaum, K.J. Russel, D.J. Monsma, V. Narayanamurti, C. Marcus, M.P. Hanson, A.C. Gossard // Appl.Phys.Lett. - 2003. - V.83. - P.4571.
- [31] Sinova, J. Theory of Spin–Orbit Effects in Semiconductors / J. Sinova, A.H. MacDonald// Semiconductors and Semim. Ed. T. Dietl, D.D. Awschalom, M. Kaminska, H. Ohno. – Amsterdam: Academic Press, 2008. - V. 82. - P. 45-87.

- [32] Гуревич, Л.Э. Теория ферромагнитного эффекта Холла / Л.Э. Гуревич, И.Н. Яссиевич // ФТТ. – 1962. – Т. 4. в. 10. – С. 2854–2866.
- [33] Гуревич, Л.Э. К теории ферромагнитного эффекта Холла / Л.Э. Гуревич, И.Н. Яссиевич // ФТТ. – 1963. – Т. 5. в. 9. – С. 2620–2627.
- [34] Sinova, J. Theory of Spin–Orbit Effects in Semiconductors / J. Sinova, A.H. MacDonald // Semiconductors and Semimetals. Ed. T. Dietl, D.D. Awschalom, M. Kaminska, H. Ohno. – Amsterdam: Academic Press, 2008. - V. 82. - P. 45-87.
- [35] Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. М. : Наука, 1971. –1032 с.
- [36] Матвеев, А.Н. Оптика / А.Н. Матвеев // М.:Высшая школа. - 1985. - С.17-26.
- [37] Сивухин, Д.В. Общий курс физики. Оптика / Д.В. Сивухин // М. «Наука». - 1980. - С.455-480.
- [38] Измерение поляризационных характеристик излучения наногетероструктур / М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов // ННГУ. - 2008. - 85 С.
- [39] <http://elan-optics.com/rus/33.html>