

Саратовский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

В.Ф. Названов

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ
ПО КВАНТОВОЙ И ОПТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Учебное пособие
для студентов факультета нано-и биомедицинских
технологий

Издательство Саратовского университета
2007

УДК 621.38

ББК 32.86

Н...

Названов В.Ф.

Лабораторные работы по квантовой и оптической
электронике: учебное пособие – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2007.

ISBN ...

В данном учебном пособии представлены описания пяти лабораторных работ по квантовой и оптической электронике: по изучению работы полупроводниковых фоторезисторов при СВЧ смещении, характеристик фотодиодов с р - n- переходом и барьером Шоттки, фотоэлементов с продольным фотоэффектом, диодных оптопар, а также характеристик оптического пропускания ячеек на основе капсулированных полимером нематических жидких кристаллов.

Пособие предназначено для студентов факультета нано- и биомедицинских технологий (направление «Биомедицинская инженерия», специальности «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», «Микроэлектроника и твердотельная электроника», «Нанотехнология в электронике», направление «Электроника и микроэлектроника») и должно способствовать внедрению двухуровневой подготовки специалистов.

Рекомендуют к печати:
Кафедра физики твердого тела Саратовского государственного
университета

УДК 621.38

ББК 32.86

ISBN ...

Названов В.Ф., 2007

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	4
Лабораторная работа №1. Исследование работы фоторезистора при СВЧсмещении.....	5
Лабораторная работа №2. Исследование спектральных характеристик фотоответа полупроводниковых фотодиодов на основе p-n- перехода и барьера Шоттки.....	10
Лабораторная работа №3. Исследование характеристик фотоэлемента с продольным фотоэффектом.....	22
Лабораторная работа №4. Исследование работы диодных оптопар.....	34
Лабораторная работа №5. Исследование электрооптических характеристик пропускания ячеек на основе капсулированных в полимере нематических жидких кристаллов.....	42
Приложение 1 (к лабораторной работе №1).....	61

ПРЕДИСЛОВИЕ

Представленные в данном учебном пособии лабораторные работы предназначены для студентов факультета нано- и биомедицинских технологий (направление «Биомедицинская инженерия», специальности «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы» – 010803, «Микроэлектроника и твердотельная электроника» –210104, «Нанотехнология в электронике»- 210601, направление «Электроника и микроэлектроника» – 210100).

Их цель – не только закрепить теоретические знания по курсу квантовой и оптической электроники, но и ознакомить студентов с методами исследования и измерения характеристик различных оптоэлектронных приборов и устройств.

Учебное пособие должно способствовать внедрению двухуровневой подготовки специалистов (бакалавров и магистров) по указанным специальностям и направлениям.

Автор выражает глубокую благодарность всем сотрудникам кафедры физики твердого тела СГУ, оказавшим неоценимую помощь в постановке этих лабораторных работ.

Автор

Лабораторная работа №1. Исследование работы фоторезистора при СВЧ смещении

Цель работы: Изучение функциональных возможностей фоторезистора при СВЧ смещении в качестве фотоприемника

1. Задание.

- 1). Проанализировать работу фоторезистора при СВЧ смещении, а именно: а) рассмотреть особенности метода СВЧ смещения фоторезисторов (в сравнении с методами постоянного смещения); б) изучить основные СВЧ методы регистрации фотопроводимости; в) выразить зависимость коэффициента усиления по фототоку для фоторезистора при СВЧ смещении от падающей мощности СВЧ, добротности СВЧ резонатора и параметров полупроводникового образца в резонаторе.
- 2) Экспериментально изучить работу фотоприемника на основе фоторезистора в проходном СВЧ резонаторе.

2. Краткое рассмотрение особенностей метода СВЧ питания полупроводниковых фоторезисторов.

Более подробное рассмотрение этой проблемы нами приведено в Приложении 1 к данной работе.

Как известно, впервые СВЧ метод регистрации фотопроводимости полупроводников в резонаторе был предложен Л.Н. Курбатовым и Ерофейчевым В.Г. [1]. В дальнейшем этот метод широко применялся при изучении различных параметров полупроводников. Реальное преимущество СВЧ смещения заключается в том, что оно позволяет реализовать на практике оптимальную характеристику фоторезистора, поскольку в этом случае нет надобности в омических контактах к нему, а при емкостной связи можно избежать таких паразитных эффектов, как вытягивание (экстракция) неосновных носителей заряда, инжекция объемного заряда и контактный шум [2-6]. Соммерс и Тейч [4,5] аналитически показали, что фоторезистор с подвижными носителями заряда двух типов при подаче на него СВЧ смещения вместо обычного постоянного смещения может обеспечить большой коэффициент усиления по току и,

следовательно, высокую фоточувствительность. Быстрое изменение направления проложенного СВЧ поля так же эффективно локализует генерированную в образце пару носителей заряда, как и ловушка (центр захвата) в фотопроводниках с одним типом подвижных носителей заряда или внутренний потенциальный барьер (например, в фототранзисторе).

Из рассмотренных работ следует, что в качестве типичного демодулятора света на основе фоторезистора, питаемого СВЧ полем, можно представить себе небольшой образец высокоомного полупроводника (Si, GaAs, CdS, и др.), помещенный в область сильного электрического поля настроенного СВЧ резонатора. При освещении фоторезистора модулированным светом модулируется его сопротивление, и, следовательно, модулируется добротность резонатора. В результате на выходе резонатора появляется СВЧ сигнал, промодулированный частотой модуляции света (при работе СВЧ генератора в непрерывном режиме), который демодулируется известными методами, применяемыми в СВЧ технике. Такой демодулятор света на основе фоторезистора с СВЧ смещением может иметь высокую чувствительность при малой инерционности (для полупроводников с двумя типами подвижных носителей заряда). Этот вывод был подтвержден экспериментально рядом исследователей. Таким образом, метод СВЧ питания фоторезисторов обладает значительным преимуществом по сравнению с постоянным смещением в реализации широкополосных чувствительных фотоустройств [5-8].

Однако практическая реализация достоинств этого метода требует существенного усложнения схемы фотоприемника: необходимы отдельный СВЧ генератор, отдельный резонатор с фоторезистором (фоторезистивным образцом), элементы развязки и согласования СВЧ тракта. Использование схем подавления шумов СВЧ генератора, стабилизация и автоподстройки частоты еще больше усложняет фотоприемник и ограничивает его широкое применение.

Указанные недостатки в значительной мере устраняются в автодинном фоторезисторном приемнике (АФП). Полезный эффект АФП заключается в модуляции параметров выходного сигнала СВЧ генератора при поглощении оптического излучения фоторезистивным образцом, конструктивно являющимся частью генератора. Модуляция параметров возникает из-за модуляции добротности резонатора генератора вследствие изменения проводимости находящегося в нем полупроводникового образца. Возможность создания АФП на основе клистрона была показана Гершензоном Е.М. и др. Замена электровакуумных приборов

твердотельными, полупроводниковыми генераторами Ганна, еще больше упрощает схему АФП, повышает надежность и уменьшает габариты[9-12].

3. Описание экспериментальной установки.

Схема экспериментальной СВЧ установки с проходным резонатором представлена на рис. 1.1.

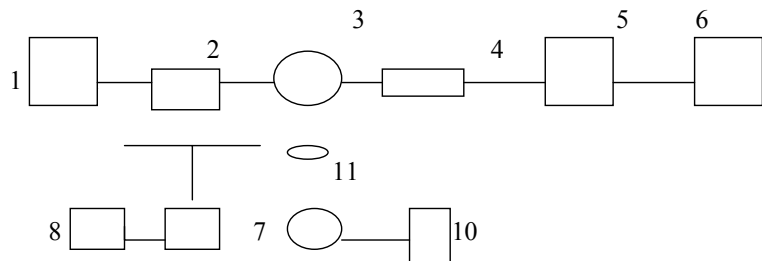


Рис.1.1. Схема экспериментальной СВЧ установки.

1- СВЧ генератор (типа Г4-8), 2- направленный ответвитель (Э8-8), 3- коаксиальный СВЧ резонатор с образцом, 4- СВЧ детектор (диод), 5- измерительный вольтметр, 6- осциллограф, 7-модулятор света, 8-блок питания модулятора, 9- источник света, 10- блок питания источника света, 11- оптическая фокусирующая линза.

Установка состоит из отдельного СВЧ генератора (типа Г4-8) 1, направленного ответвителя 2 (типа Э8-8), коаксиального резонатора 3 с образцом, отдельного СВЧ детектора 4, измерительного вольтметра 5, осциллографа 6, модулятора света 7 с блоком питания 8, источника излучения 9 (лампа накаливания, светодиод или лазерный диод) с блоком питания 10 и фокусирующей оптической линзы 11.

Когда нет освещения, СВЧ мощность от генератора через направленный ответвитель проходит через резонатор с фоторезистивным образцом, помещенным в область сильного поля настроенного резонатора (в торцевом зазоре, под центральным штырем) и поглощается в СВЧ детекторе (диоде), который находится на выходе проходного резонатора. Если на фоторезистор (образец) попадает оптический сигнал, мощность, достигающая СВЧ диод, уменьшается на величину ΔP . Если оптический сигнал модулируется, то модулируется и величина ΔP . Электрический

сигнал от СВЧ диода поступает на измерительный вольтметр и осциллограф.

4. Порядок выполнения работы.

- 1) Ознакомиться с теорией работы фоторезистора при СВЧ смещении (см. Приложение 1).
- 2) Ознакомиться с приборами экспериментальной установки. Рассмотреть подробно работу всей схемы (без включения ее в сеть).
- 3) Включить приборы в сеть (в соответствии с инструкциями по эксплуатации приборов). После 10 – 15 мин прогрева можно приступить к выполнению работы.
- 4) Включить СВЧ генератор в работу в импульсном режиме и настроить резонатор с образцом (без освещения).
- 5) Перевести работу СВЧ генератора в режим непрерывной генерации и подать на отверстие резонатора с образцом модулированный оптический сигнал. Сигнал с СВЧ детектора измерить вольтметром; его можно наблюдать на экране осциллографа. По зависимости сигнала от частоты модуляции света оценить постоянную времени фотоответа фоторезистора.
- 6) Изучить зависимость отношения сигнал/шум фотоустройства от подводимой СВЧ мощности.
- 7) Изучить зависимость отношения сигнал/шум от интенсивности света.
- 8) По окончании работы выключить приборы.

Литература.

1. Ерофейчев В.Г., Курбатов Л.Н. Регистрация фотопроводимости сернистого свинца по поглощению микроволн.// В книге: Фотоэлектрические и оптические явления в полупроводниках. Труды первого Всесоюзного совещания по фотоэлектрическим и оптическим явлениям в полупроводниках.- Киев: Изд. АН УССР, 1959, с.213.
2. Названов В.Ф. Физические основы оптоэлектроники.- Изд-во Саратов. ун-та, 1974.
3. Названов В.Ф. Основы оптоэлектроники. Учебное пособие.- Изд-во Саратов. ун-та, 1980.
4. Росс М. Лазерные приемники.- М.: Мир.1969.
5. Соммерс Г.С., Тейч В.Б. Демодуляция широкополосных слабых оптических сигналов при помощи полупроводников. Часть II. Анализ работы детектора на фотосопротивлении. //ТИИЭР. - 1964. -Т. 52.- №2.- с.150.

6. Соммерс Г.С., Гетчелл Е.К. Демодуляция широкополосных слабых оптических сигналов при помощи полупроводников. Часть III. Экспериментальное исследование приемников излучения на фотосопротивлении. //ТИИЭР. - 1966. - Т. 54. - №11. -С. 58.
7. Медведев Ю.В., Петров А.С. Анализ работы фоторезисторных приемников с СВЧ смещением.//Изв. вузов. Физика.-1972.- №10.- Стр. 93-97.
8. Ерофейчев В.Г. Порог чувствительности фотоприемников с СВЧ смещением.//ФТП.- 1975.- Т. 9.- Вып. 8.- С. 1629-1632.
9. Bass J.C., Eddolls D.V., Knibb T.F. Microwave-biased photodetector system with an integral Gunn-effect oscillator. // Electronics Letters.- 1968.- V. 4.-N 20. PP. 429-430.
- 10.Трухан Э.М., Дерябкин В.Н., Скачков М.П. Простой метод регистрации фотопроводимости на сверхвысокой частоте.//ПТЭ. -1976. -№ 3.- с. 227-229.
- 11.Докторевич М.М., Шинкаренко В.Г. Сигнальные характеристики автодинного фоторезисторного приемника на генераторе Ганна.// Радиотехника и электроника.- 1982.-Т. 27. - №5.- С. 1026-1034.
- 12.Докторевич М.М., Шинкаренко В.Г. Сигнальные характеристики автодинного фоторезисторного приемника на диоде Ганна при самодетектировании// Радиотехника и электроника.- 1983.-Т. 28. №2. С. 380-386.
- 13.Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. -М.: Физматкнига, 2005.
- 14.Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника. - 2-е изд.- М.: Техносфера, 2006.
- 15.Гуртов В.А. Твердотельная электроника: Учебное пособие.-2-е изд., доп.-М.: Техносфера, 2007.

Лабораторная работа №2. Исследование спектральных характеристик фотоответа фотодиодов на основе р-п-перехода и барьера Шоттки.

Цель работы: Изучение особенностей работы полупроводниковых фотодиодов на основе р-п- переходов и барьера Шоттки.

1. Задание.

1) Снять спектральные характеристики фотоответа фотодиодов на основе р-п-перехода и барьера Шоттки.

2) Построить графики измеренных характеристик.

3) Объяснить коротковолновую и длинноволновую границы спектральных характеристик исследованных фотодиодов.

2. Теоретическая часть. Физические основы работы полупроводниковых фотодиодов.

Введение.

Физические основы полупроводниковых фотоприемников и фотодиодов, в частности, довольно полно описаны в известной литературе [1 -13]. Поэтому в данном разделе они будут изложены лишь кратко.

Как известно, для полупроводниковых фотоприемников, преобразующих энергию электромагнитного излучения в электрическую, желательно, чтобы в возбуждаемом объеме полупроводника поглощалась возможно большая часть падающего излучения. Одним из видов взаимодействия излучения с полупроводником, лежащим в основе принципа действия большинства фотоэлектрических приборов, является генерация носителей заряда фотонами. Поглощаемые полупроводником кванты излучения освобождают носители заряда либо с атомов кристаллической решетки, либо с чужеродных (примесных) атомов. Если энергия, сообщаемая фотоном электрону, достаточна для того, чтобы электрон покинул облученное тело, мы имеем дело с внешним фотоэффектом. Если же в результате взаимодействия фотона с атомом решетки или примеси освобождается электронно-дырочная пара, перемещающаяся в электрическом поле, мы имеем

дело с внутренним фотоэлектрическим эффектом. В полупроводниках внутренний фотоэффект проявляется в виде фотопроводимости.

Полупроводниковые фотоприемники с внутренним фотоэффектом (фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры, фотоприемники на основе МДП-структур и приборов с зарядовой связью) чувствительны в широкой области спектра, они могут иметь и селективную спектральную характеристику. Внутренний фотоэффект позволяет создавать фотоприемники с большим внутренним коэффициентом усиления фототока (фоторезисторы, лавинные фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры), реализовать большое быстродействие (р-і-п-фотодиоды, фотодиоды с барьером Шоттки), создавать матрицы фотоприемников (на основе фоторезисторов, фотодиодов с барьером Шоттки, МДП-структур).

К фотоприемникам как преобразователям оптических сигналов в электрические в оптоэлектронике предъявляются следующие требования [4]:

- спектральное распределение фоточувствительности, соответствующее спектральной характеристике источника излучения;
- высокая фоточувствительность, определяющая минимальный уровень входного сигнала при заданном уровне выходного;
- низкий уровень шумов в заданной полосе частот и заданном коэффициенте усиления, что определяет малый порог чувствительности и высокую обнаружительную способность;
- заданные электрические параметры: сопротивление, емкость, напряжение питания и ток, определяющие согласование фотоприемника с нагрузкой;
- широкая полоса пропускания и большой динамический диапазон как по оптическому входу, так и по электрическому выходу, что обуславливает большое быстродействие и возможности аналогового преобразования.

Фотодиоды с р-п- переходом.

В фотоприемниках с р-п-переходом, а также с барьером Шоттки внутренний фотоэффект вызывает появление фото-ЭДС между областями устройства, и тогда он называется фотовольтаическим эффектом.

Диодные структуры представляют собой основу большинства разновидностей фотоприемников, используемых в настоящее время в квантовой и оптической электронике. Простота их устройства обеспечивает лучшее использование светового потока. Фотодиоды обладают высокими значениями чувствительности и быстродействия, имеют линейность характеристики в широком

диапазоне освещенностей, достаточное отношение сигнала к шуму при работе фотодиода на согласованную нагрузку.

Если на структуру с р-п- переходом действует излучение в области длин волн, соответствующих собственному поглощению в полупроводнике, то под действие излучения в объеме полупроводника (в р- и п –областях) генерируются электронно-дырочные пары. В случае, когда в р- и п-областях нет электрического поля, то генерируемые светом носители заряда будут рассасываться в результате диффузии. В процессе своего движения электроны и дырки рекомбинируют, причем на расстоянии L , равном диффузионной длине, их концентрация уменьшается в e раз.

Часть фотоносителей, которые доходят до р-п-перехода, разделяются электрическим полем перехода; при этом возбужденные неосновные носители заряда проходят через область перехода, а основные носители остаются в области возбуждения. В результате такого разделения в п-области структуры будут накапливаться избыточные электроны, а в р-области – избыточные дырки. Это явление приведет к тому, что п-область зарядится отрицательно, а р- область – положительно. Образующееся при этом дополнительное электрическое поле, противоположное существующему внутреннему электрическому полю р-п-перехода, снижает высоту потенциального барьера, как и в случае прямого смещения перехода. Величина, на которую снижается высота потенциального барьера, представляет собой фото-ЭДС, которую генерирует р-п-переход под действием излучения. Величина фото-ЭДС зависит от интенсивности света, ширины запрещенной зоны и нагрузочного сопротивления, включенного во внешнюю цепь фотодиода.

Если цепь фотодиода разомкнута, то все избыточные носители заряда, разделенные р-п- переходом, скапливаются у р-п- перехода, снижают потенциальный барьер на максимально возможную величину и, следовательно, создают максимальное значение фото-ЭДС, равное напряжению холостого хода $U_{кх}$ (работа в режиме фото-ЭДС или вентильном).

Если фотодиод замкнут накоротко (нулевое нагрузочное сопротивление), то разделенные переходом носители заряда будут циркулировать через эту короткозамкнутую цепь, создавая максимально возможное значение тока короткого замыкания $I_{кз}$ (работа в режиме короткого замыкания). При этом у р- п-перехода скопления избыточных зарядов не возникает. Потенциальный барьер будет иметь ту же высоту, что и в состоянии равновесия р -п – перехода, и напряжение холостого хода равно нулю.

Если фотодиод замкнут на конечное сопротивление (так называемый “гибридный” режим работы), то часть разделенных носителей заряда затратит свою энергию на снижение потенциального барьера, то есть на создание напряжения U_n , а оставшаяся часть избыточных носителей создает ток I_n через нагрузку.

Как можно видеть, для увеличения чувствительности фотодиода необходимо, чтобы:

- освещенная область должна быть тонкой, чтобы генерированные носители могли достигать потенциального барьера;
- тыльная область устройства должна быть как можно шире, чтобы излучение, проникшее через лицевую область, полностью поглотилось.

Ток фотодиода I_f пропорционален потоку фотонов $N_f = P_{hv}/Wf = \lambda P_{hv}/hc$. Так как количество фотонов в единицу времени на единицу мощности излучения пропорционально длине волны, то спектральная характеристика чувствительности для идеального приемника должна являться прямой линией.

Однако для реальных фотодиодов спектральные характеристики фотоответа отличаются от идеальных вследствие зависимости от длины волны излучения как коэффициента поглощения, так и величины квантового выхода (квантовой эффективности) полупроводникового материала. Кроме того, необходимо также учитывать и величину коэффициента разделения (или собирания) носителей заряда. Для идеального фотоприемника с р-п-переходом коэффициент собирания равен единице во всем диапазоне длин волн, к которому чувствителен данный полупроводниковый материал, то есть в области собственного поглощения. В реальных же приборах за счет влияния различных потерь он меньше единицы. Это отличие вызвано еще и тем, что часть созданных светом носителей рекомбинирует один с другим или на примесных центрах (в объеме и /или на поверхности), не доходя до р –п- перехода. Потери носителей на рекомбинацию зависят от структуры фотодиода, геометрических толщин р – п- областей перехода, распределения концентрации примесей в р- и п- областях, диффузионных длин неосновных носителей заряда и др. В качестве примера рассмотрим р –п- структуры с различным распределением примесей.

Р-п-фотодиоды с однородным распределением примеси.

Если фотодиод имеет структуру с однородным распределением концентрации примеси как в р-, так и в п-области, генерируемые светом носители движутся лишь под влиянием диффузии. Поэтому для такого типа фотодиода считается, что

полем р-п-перехода разделяется только та часть носителей, которая генерируется на расстоянии от перехода, равном или меньшем диффузионной длины L неосновных носителей заряда в р- и п-областях. Чем дальше от р-п-перехода создана электронно-дырочная пара, тем с меньшей вероятностью она будет разделена и даст ток во внешней цепи. Поскольку пары создаются как в дырочной, так и электронной частях р-п -перехода, то коэффициент собирания фотодиода будет состоять из двух частей: $Q = Q_n + Q_p$, где Q_n – коэффициент собирания электронов, созданных в р- области, Q_p - коэффициент собирания дырок, созданных в п- области.

Положение спектрального максимума кривой $Q(\lambda)$ у разных фотодиодов может довольно сильно отличаться. Действительно, спад Q_p в коротковолновой части спектра (при освещении фотодиода со стороны р-области) связан с влиянием потерь на рекомбинацию в объеме (объемная рекомбинация) и на поверхности фотодиода (поверхностная рекомбинация). Спад Q_n в области коротких длин волн вызван уменьшением потока излучения, достигающего р-области. Спад указанных коэффициентов в длинноволновой области спектра обусловлен поглощением квантов света в п-слое и в активной части р-слоя (на расстоянии L_n от р–п-перехода), то есть излучение проходит вглубь, слабо поглощаясь. Относительное расположение и величины максимумов кривых $Q_n(\lambda)$ и $Q_p(\lambda)$ зависят от соотношения между геометрическими толщинами р- и п- областей и диффузионными длинами L_n и L_p неосновных носителей заряда в этих областях. Вид кривой $Q_p(\lambda)$, кроме того, зависит от скорости поверхностной рекомбинации s .

Коэффициент собирания для тонкобазных фотодиодов, когда толщина базы w (толщина облучаемой области) много меньше диффузионной длины неосновных носителей L , то есть $w/L \ll 1$, при условии однородного распределения концентрации примесей в базе является функцией параметров αw , sw/D и w/L , где α - коэффициент поглощения света [2], D - коэффициент диффузии неосновных носителей заряда. Указанный параметр αw может быть интерпретирован как отношение толщины базы к средней глубине проникновения падающего излучения $1/\alpha$. Параметры sw/D и w/L характеризуют соответственно потери носителей вследствие поверхностной и объемной рекомбинации. Влияние поверхностной рекомбинации сказывается сильнее при больших коэффициентах поглощения света. При $\alpha w \gg 1$ и $sw/D \gg 1$ коэффициент собирания убывает обратно пропорционально скорости рекомбинации.

Р-п-фотодиоды с неоднородным распределением примеси в одной из областей.

При наличии в базе фотодиода градиента концентрации примесей возникает внутреннее электрическое поле, пропорциональное градиенту концентрации:

$E = (kT/q) (1/N(x)) (dN(x)/dx)$, где $N(x)$ – концентрация акцепторов; $dN(x)/dx$ – градиент концентрации примеси в точке x . Это поле ускоряет диффузионное движение носителей к р-п - переходу, что увеличивает число разделяемых р-п - переходом носителей, а следовательно, и коэффициент собирания по сравнению с его значением у фотодиода с однородной базой. Фотодиоды при наличии электрического поля в базе называются дрейфовыми.

Внутреннее тянущее поле увеличивает коэффициент собирания, но для небольших значений aw , то есть для глубоко проникающего излучения, влияние поля на коэффициент собирания мало, так как в этом случае р-слой становится почти прозрачным для излучения и в базе создается очень мало неосновных носителей. В случае сильно поглощаемого излучения большинство фотонов поглощается в базе р-типа. В результате этого в ней создается много неосновных носителей и, следовательно, влияние внутреннего поля становится более ощутимым.

Проведенные рассуждения были проведены при предположении экспоненциальной кривой распределения акцепторной примеси. На современном уровне технологии изготовления полупроводниковых приборов в легированном слое получают и другие профили: гауссовский и в виде функции ошибок, зависящие от поверхностной концентрации примеси, расстояния от поверхности, коэффициента диффузии и времени диффузии примесей. Такие профили получают в процессе ионно-лучевого и диффузионного методов.

Для увеличения коэффициента собирания фотодиодов в длинноволновой области спектра необходимо увеличивать диффузионную длину неосновных носителей заряда в толще полупроводника. Высокий коэффициент собирания в интервале длин волн вплоть до 1,06 мкм (для кремния) можно получить, используя для изготовления фотоприемника материал с большой диффузионной длиной и низкотемпературный (например, ионно-лучевой) метод создания р-п –перехода[3].

Инерционность фотодиодов с р-п-переходом.

Инерционность фотодиодов с р-п- переходом, как можно видеть из предыдущего рассмотрения, определяется временем пролета носителей заряда от места их генерации до разделения потенциальным барьером или постоянной времени RC - цепочки эквивалентной схемы. Малоинерционные фотоприемники обычно

изготавливают так, чтобы постоянная времени RC была на порядок меньше времени пролета носителей.

Время пролета носителей определяется, как уже было упомянуто, внутренней структурой фотодиода. Известны три механизма переноса носителей: а) диффузия; б) диффузия в электрическом поле; в) дрейф в электрическом поле. Диффузия является преобладающим механизмом переноса носителей для р- и п-областей с равномерным распределением примесей. Когда толщина объемного заряда при обратном смещении предполагается достаточно тонкой, так что время дрейфа через нее можно не учитывать. Более выгодна конструкция с базой р –типа, так как коэффициент диффузии электронов D_n больше диффузионной постоянной дырок D_p .

При учете поглощения, которое происходит по обе стороны р-п –перехода, инерционность будет определяться наибольшим временем пролета для одной из областей.

При наличии градиента концентрации примеси, как мы уже видели в предыдущем разделе, создается электрическое поле, ускоряющее движение носителей к переходу. Для диффузионных фотоприемников с ускоряющим внутренним полем быстродействие можно увеличить на порядок. Такие фотоприемники обладают высоким коэффициентом собирания и являются более эффективными.

Фотодиоды с р-і-п- структурой.

Фотодиоды *р-і-п-* структурой не имеют упомянутых выше недостатков фотодиодов с диффузионной базой. Наличие высокоомной *і*-области позволяет получить протяженную область сильного электрического поля, достаточную для эффективного поглощения излучения. *Р-і-п-* структуры, смещенные в обратном направлении, используют механизм переноса носителей заряда путем дрейфа в электрическом поле. Около 90% падающей мощности поглощается *і*-областью и лишь не более 5...10% бесполезно расходуется в *р+*- и *п+* -областях. Даже при небольших обратных смещениях в *і*-области возникает сильное электрическое поле, поэтому обеспечивается быстрое рассасывание генерируемых излучением пар, малые рекомбинационные потери и высокое быстродействие. Кроме высокого быстродействия *р-і-п-* фотодиоды имеют высокие значения чувствительности, обусловленной возможностью использования широкой *і*-области, малую емкость, высокую эффективность при малых обратных напряжениях (в частности, в вентильном режиме), что предопределяет их совместимость с интегральными схемами.

Фотодиоды на гетеропереходах.

Фотодиоды на гетеропереходах обладают рядом преимуществ с описанными выше конструкциями р-п-фотодиодов, имеющими общий недостаток: они требуют, чтобы р-п-переход находился на очень малом расстоянии от облучаемой поверхности. В противном случае даже при нанесении антиотражающих (просветляющих) покрытий, уменьшающих потери на отражение излучения, эффективность фотоприемника будет мала. Изготовление р-п-перехода на малом расстоянии вызывает серьезные технологические трудности, требуют тщательного контроля и поддержания толщины поверхностного слоя перехода.

Фотодиоды на основе гетеропереходов в отличие от гомогенных структур изготовлены из полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны, в результате чего получается спектральная характеристика фотоприемника, охватывающая максимумы спектральной чувствительности обоих полупроводников.

К достоинствам фотоприемников с гетеропереходами можно отнести главным образом высокую чувствительность, обусловленную эффективным временем жизни носителей, высокое быстродействие (вследствие малого времени рассасывания неравновесных носителей и малого значения барьерной емкости), возможность эффективной работы при малых обратных напряжениях.

Емкость гетероперехода несколько больше, чем у р-п-перехода, поэтому фотодиод с гетеропереходом требует несколько меньшего сопротивления нагрузки, с тем, чтобы частотная характеристика не ограничивалась постоянной времени заряда емкости. Это ограничение можно преодолеть подбором режима работы схемы.

Фотодиоды с барьером Шоттки.

Фотодиоды с барьером Шоттки (с контактом металл-полупроводник) по физике работы близки к р-п-фотодиодам. Они являются разновидностью так называемых поверхностно-барьерных фотоприемников. Из физики полупроводников известно, что если на поверхность полупроводника нанести металл, то вследствие термоэмиссионного перехода электронов в материал с большей работой выхода при границе полупроводника с металлом образуется слой, обедненный носителями заряда.

Следует заметить, что такой же слой можно получить также за счет специальной обработки поверхности полупроводника, в результате которой поверхностный слой в отличие от объема полупроводника приобретает иной знак проводимости (инверсионный слой). Омический контакт к такому слою осуществляется посредством нанесения тонкого (полупрозрачного)

слоя золота. Золото является хорошим проводником в тонких пленках и, кроме того, имея работу выхода выше, чем, например, у кремния и других полупроводниковых материалов, создает дополнительный изгиб зон, улучшая характеристику инверсионного перехода.

Однако обратимся вновь к структуре с барьером Шоттки. Если к такой структуре, как и к структуре с инверсионным слоем, будет приложено обратное напряжение, то оно практически полностью будет падать на этой области, и напряженность поля в ней окажется значительной. При освещении структуры генерируемые электронно-дырочные пары быстро втягиваются этим полем, обеспечивая высокие значения быстродействия и большие величины протекающего тока во внешней цепи.

Спектральная характеристика поверхностно-барьерных приборов не имеет ярко выраженного максимума. В коротковолновом и длинноволновом участках спектральной характеристики чувствительность соответственно выше, чем у диффузионных приборов.

Важной особенностью фотодиодов с барьером Шоттки является тот факт, что, используя приборы с барьером Шоттки, можно сдвинуть спектральные характеристики кремниевых фотодиодов в длинноволновую область за край собственного поглощения («красную» границу чувствительности фотодиодов с р-п-переходом) [3] (см. также [12,15]). Фотоны с энергией, меньшей запрещенной зоны кремния, проходят сквозь пластину и поглощаются в металле, возбуждая в нем горячие электроны. Высота внутреннего барьера Шоттки на границе металл – полупроводник определяется свойствами (работой выхода) металла. Те из возбужденных электронов, которые обладают достаточным импульсом в направлении к барьеру, переходят в примыкающую к границе обедненную основными носителями область пространственного заряда (в случае лавинных фотодиодов здесь может осуществляться их лавинное размножение). Коротковолновая граница чувствительности такого прибора определяется началом собственного поглощения в полупроводнике (кремнии), а длинноволновая граница - высотой потенциального барьера металл - полупроводник, определяемой разностью работ выхода контактирующих полупроводника и металла (золото, палладий или др.). Дополнительно повысить чувствительность прибора можно путем уменьшения отражения от поверхности металлической пленки. Подобные приборы могут изготавливаться как в одиночном, так и в матричном исполнении.

Известны лавинные фотодиоды с барьером Шоттки, чувствительные в ближней инфракрасной области спектра. Так, фотодиоды на основе кремния (полупроводник) и палладия (металл) обнаруживают фоточувствительность в диапазоне длин волн 1 – 2 мкм, а при соответствующем выборе контактирующего металла типа проводимости кремния и рабочей температуры область чувствительности может быть растянута до и более 4 мкм. Например, приборы на основе р-типа Si/PtSi обладают длинноволновой границей отсечки при 5,6 мкм. С использованием таких приборов были изготовлены фотоприемные матрицы форматом 1024 x 1024 пикселей, что позволило добиться инфракрасного изображения с высоким разрешением (несмотря на низкую обнаружительную способность)[12].

Лавинный фотодиод.

Лавинный фотодиод относится к классу приборов с внутренним усилением (к этому классу приборов относятся также фототранзисторы и фототиристоры). Усиление сигнала происходит за счет образования лавинного процесса в области объемного заряда прибора при условии сильного электрического поля в этой области. В области объемного заряда происходит лавинное размножение поступающих туда неосновных носителей заряда – электронов и дырок, которые, приобретая достаточную энергию в сильном поле, сталкиваются с кристаллической решеткой и образуют дополнительную электронно-дырочную пару. Дополнительные пары в свою очередь совершают такой же процесс, то есть происходит размножение. В результате входной ток усиливается в M раз, где M – коэффициент умножения.

Лавинные фотодиоды, обладая такими преимуществами, как высокая чувствительность, малые габариты и малое напряжение питания, имеют и недостатки, ограничивающие их широкое применение. К недостаткам относятся температурная и временная нестабильность, зависимость чувствительности от уровня фоновой засветки, высокие требования к стабильности питающего напряжения, а также технологические ограничения. К последним относится наличие микроплазм (локальных участков в области р-п-перехода), в которых лавинное размножение происходит раньше, чем в остальной части р-п-перехода. При этом высокий коэффициент умножения фотодиода практически не реализуется. Для уменьшения количества микроплазм используют различные технологические и конструктивные методы.

Все это ограничивает применение лавинных диодов. Тем не менее, как уже отмечалось, лавинные фотодиоды с барьером Шоттки эффективны для применения в качестве высокочастотных

фотодетекторов ультрафиолетового и видимого излучения. Лавинные фотодиоды получили применение в волоконно-оптических линиях связи. Другие области использования лавинных фотодиодов с барьером Шоттки были уже указаны выше.

3. Экспериментальная часть.

3.1. Описание экспериментальной установки.

Экспериментальная установка по исследованию спектральных характеристик фотодиодов является стандартной. Она состоит из монохроматора (типа УМ-2 или ЗМР-3), источника света (лампа накаливания) с конденсором и блоком питания, механического модулятора (диск с отверстиями) с блоком питания, измерительного вольтметра и осциллографа (для наблюдения сигнала).

3.2. Порядок работы.

- 1) Ознакомиться с экспериментальной установкой, с ее приборами.
- 2) Включить приборы в сеть и после их прогрева приступить к измерениям.
- 3) Снять зависимость фотоответа от длины волны для исследуемых образцов фотодиода на основе р-п-перехода и фотодиода с барьером Шоттки.
- 4) Выключить приборы установки.
- 5) Построить измеренные спектральные характеристики исследованных фотодиодов на одном графике и сравнить их.
- 6) Объяснить коротковолновые и длинноволновые границы исследованных фотодиодов.

Литература:

1. Названов В.Ф. Основы оптоэлектроники. - Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1980.
2. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. –М.: Гос. Изд-во физ.- мат. лит - ры, 1963, глава 15.
3. Бузанова Л.К., Глиберман А.Я. Полупроводниковые фотоприемники.– М.: Энергия, 1976.
4. Геда Н.Ф. Измерение параметров приборов оптоэлектроники / Под ред. С.В. Свечникова. – М.: Радио и связь, 1981, глава 3.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. –2-е издание. В 2-х томах.- М.: Мир, 1984, том 2.
6. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. - 2-е изд.М.: Сов. Радио, 1989.

7. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов.- 2-е изд., перераб. и доп.- М.: Радио и связь, 1990, глава 2.
8. Верещагин И.К., Косяченко Л.А., Кокин С.М. Введение в оптоэлектронику. - М.: Высшая школа, 1991, глава 1.
9. Мартынов В.Н., Кольцов Г.И. Полупроводниковая оптоэлектроника.- М.: МИСИС, 1999, глава 6.
10. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника.- М.: Высшая школа, 2001, глава 11.
11. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. –М.: Физматкнига, 2005.
12. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника.- М.: Техносфера, 2006г, глава 11.
13. Гуртов В.А. Твердотельная электроника: Учебное пособие-2-е изд., доп.-- М.: Техносфера, 2007, глава 11.
14. Фрайден Дж. Современные датчики. Справочник. - М.: Техносфера, 2006, глава 14.
15. Минаев В.В., Уздовский В.В., Сондаевский Р.В., Уздовский Вл.В. Исследование спектральных характеристик фотоприемников с барьером Шоттки на основе р-Si-Au// Изв. вузов. Электроника.- 2005.- № 1. С. 12-18.
16. Иванов А.В. Высокоэффективные быстродействующие р-і-п-диоды и фотоприемники на основе гетероструктур InP/InGaAs для волоконно-оптических систем передачи информации.//Лазерные новости. –1997.- №2.- С. 31-32.

Лабораторная работа №3. Исследование характеристик фотоэлемента с продольным фотоэффектом.

Цель работы: изучение координатной чувствительности фотоэлемента с продольным фотоэффектом (ФПЭ).

1. Задание.
 - 1) Проанализировать принцип действия и основные схемы включения (режимы работы) фотоэлемента с продольным фотоэффектом.
 - 2) Снять зависимость фотоответа продольного фотоэлемента от координаты, оформить полученный результат в виде графика, объяснить экспериментальные данные.
 - 3) Используя другую пару электрических выводов прибора ФПЭ, снять координатную зависимость фотоответа элемента в режиме поперечной фото-ЭДС. Объяснить полученные результаты.
2. Теоретическая часть. Принцип действия фотоэлементов с продольным эффектом.

Введение.

В ряде задач оптоэлектроники необходимы системы, предназначенные для обнаружения и определения положения неподвижных или перемещающихся источников излучения. Это так называемые системы поиска и слежения. Неотъемлемой частью таких систем являются полупроводниковые фотоприемники.

Очевидно, в качестве следящих фотоприемников могут быть пригодны те фотоустройства, наиболее интересным свойством которых является зависимость их фоточувствительности от положения изображения источника излучения на поверхности приемника, то есть позиционно-чувствительные фотоприемники [1,2]. К настоящему времени можно рассматривать несколько видов таких устройств:

 - 1) позиционно-чувствительные фоторезисторы;
 - 2) фотопотенциометры с фотопроводящим слоем;
 - 3) фотопотенциометры с р-п-переходом;
 - 4) мозаичные фоторезисторы (матрицы фоторезисторов);
 - 5) матрицы фотодиодов;
 - 6) МДП - и устройства на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС- устройства);
 - 7) позиционно-чувствительные (дифференциальные) фотодиоды;
 - 8) фотоэлементы с продольным фотоэффектом.

Фотоэлементы с продольным фотоэффектом обладают определенными преимуществами. В отличие от МДП- и ПЗС устройств, представляющих собой матрицы диодов, фотоэлементы с продольным фотоэффектом имеют непрерывную чувствительную область.

Как известно, освещение полупроводникового р-п-перехода приводит к возникновению фотонапряжения между двумя областями перехода (поперечная фотоэдс). В случае неравномерного или локализованного освещения, кроме поперечного фотонапряжения, возникает также напряжение, параллельное переходу (продольный фотоэффект). Это явление обусловлено эффектом реинжекции (реинжекции) носителей заряда, проанализированным впервые Муром и Вебстером в системе с «плавающим» германиевым р-п-переходом [3]. Продольное фотонапряжение можно измерить, располагая два омических контакта с одной и той же стороны от перехода. Измеряемое напряжение меняется по амплитуде и знаку при перемещении светового пятна по прямой линии между контактами. Если р- и п- области полупроводника однородны и освещение равномерно, продольного фотонапряжения не возникает. Специально изготовленные фотоэлементы могут быть использованы для определения с большой точностью положения светового пятна.

Впервые продольный фотоэффект наблюдал Уоллмарк [4]. В его статье, а также в работе Аллена и других [5] дается приближенная теория таких приемников, а также приводятся их характеристики и различные режимы использования. Теория продольного фотоэффекта для случая малого сигнала рассматривается в статье Луковского [6]. В этой работе автором рассмотрен р-п-переход бесконечно больших размеров, поэтому результаты расчета не могут быть применены к реальным приборам, за исключением режима насыщения. Известны также работы Кролевца К.М. и др. [7-9], расширяющие возможности фотоэлементов с продольным фотоэффектом, Таубкина и Фримера [10], получивших на основе критического рассмотрения работы Уоллмарка выражения для характеристик таких приборов в режиме малого сигнала при произвольной нагрузке во внешней продольной цепи, а также в режиме большого сигнала для случаев холостого хода и короткого замыкания.

Как было указано нами ранее, возникновение продольного фотоэффекта в р-п-переходе обусловлено эффектом реинжекции (реинжекции) носителей заряда.

Принцип действия продольного фотоэлемента на основе его эквивалентной схемы.

Однако сначала рассмотрим принцип действия фотоэлемента с продольным фотоэффектом на примере его эквивалентной схемы [11]. Мы уже отмечали, что конструкция такого фотоэлемента отличается от обычного фотодиода (см. Рис. 1) лишь тем, что контакты к базе (1 и 2 на рис. 1) электрически не соединены и фотонапряжение снимается не с контактов к р⁺- и п-областям, а с этих двух контактов к базе.

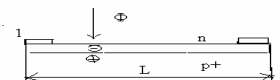


Рис. 1. Конструкция продольного фотоэлемента. 1 и 2 – контакты к базе, L – размер (длина, диаметр) фотоэлемента, Φ – световой луч, п – и р⁺ – типы проводимостей областей фотоэлемента.

Эквивалентная схема рассматриваемого продольного фотоэлемента представлена на Рис. 2.

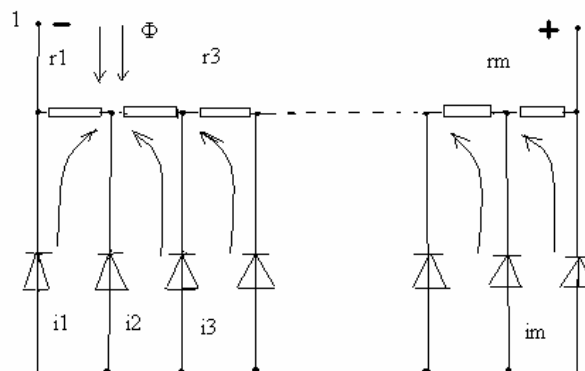


Рис. 2. Эквивалентная схема продольного фотоэлемента. 1 и 2 – контакты к базе, Φ – световой поток, r_i – эквивалентные сопротивления, i_i – токи.

Так как в рассматриваемом фотоэлементе сопротивление области р⁺-области значительно меньше сопротивления п-

области (см. Рис.1) , а толщины n - и p - областей $W_n < W_p$, то p - область можно считать эквипотенциальной поверхностью. Область же p - n - перехода и базы можно представить в виде распределенных по длине диодов и сопротивлений (резисторов).

При освещении участка фотоэлемента на нем возникает фотоэдс. Под действием этой фото-ЭДС в каждом элементарном контуре из диода и резистора будут протекать токи, которые будут создавать падение напряжения на каждом резисторе. Напряжение на зажимах 1 и 2 U_{12} будет являться суммой напряжений на всех резисторах(см. рис. 2):

$$U_{12} = i_2 r_2 + i_3 (r_2 + r_3) + \dots + i_m (r_2 + \dots + r_m) - i_1 r_1.$$

Соответственно при указанном положении луча света ($x < L/2$) на зажиме 1 будет минус, а на зажиме 2 плюс U_{12} . При перемещении светового луча в точку между резисторами r_2 - r_3 слагаемое $i_2 r_2$ станет с отрицательным знаком и напряжение U_{12} уменьшится. При перемещении светового луча в центр элемента число отрицательных и положительных членов в этом выражении будет одинаковым и напряжение на зажимах 1 и 2 станет равным нулю, $U_{12}=0$.

При дальнейшем смещении луча в сторону зажима 2 знак фотонапряжения U_{12} меняется на противоположный (см. рис.3).

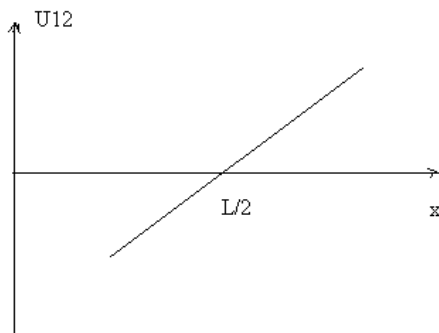


Рис.3. Зависимость продольного фотонапряжения от координаты. L-размер (длина, диаметр) фотоэлемента.

Это напряжение U_{12} всегда меньше фото-ЭДС диода за счет рекомбинационных и других видов потерь.

Принцип действия продольного фотоэлемента с точки зрения эффекта реинъекции носителей заряда.

Теперь рассмотрим сущность продольного фотоэффекта в p - n -переходах с точки зрения уже указанного ранее эффекта реинъекции носителей заряда[4]. Вновь обратимся к рис. 1. В соответствии с этим рисунком предположим, что луч света Φ генерирует (инжектирует) электронно-дырочные пары в указанной точке ($x < L/2$). Тогда вместо равновесного состояния, существовавшего до инжекции, в переходе устанавливается новое устойчивое равновесие, при котором большинство инжектированных светом дырок находится в p -области, а большинство фотоэлектронов – в n -области. При этом происходит смещение уровней Ферми, приводящее, как известно, к возникновению поперечного фотонапряжения.

Однако если проводимость p - области намного больше проводимости n -области, p -область можно считать эквипотенциальной; тогда дырки мгновенно и равномерно перераспределяются по этой области. В любой точке перехода при этом возникнет отклонение от равновесного состояния, приводящее к перемещению (реинъекции) дырок обратно в n -область. Эти реинжектированные дырки в n -области являются неосновными носителями заряда. Поэтому здесь образуется продольное поле, которое перемещает основные носители (в нашем случае электроны) заряда от освещенной точки к месту реинъекции для нейтрализации заряда. Это продольное поле и характеризует рассмотренный нами ранее потенциал U_{12} .

Из проведенного рассмотрения непосредственно следует, что n -область при p -базе также приводит к возникновению продольного фотонапряжения; аналогично действует и p -область на n -базе. В последнем случае электроны переходят в p -область. А затем после перераспределения реинжектируются в n -область. Дырки (неосновные носители заряда) остаются около освещенной точки. Поэтому возникает поле, которое перемещает электроны обратно к освещенной точке. Продольное фотонапряжение в этом случае имеет обратную полярность по сравнению со случаем расположения p -слоя на n -области.

Для получения максимальной величины продольной фоточувствительности необходимо обеспечить как наиболее полное разделение переходом генерированных светом

электронно-дырочных пар, так и высокое сопротивление той части перехода, с контактов которой снимается продольное фотонапряжение. С этой точки зрения интересно использование для создания продольных фотоэлементов гетеропереходов[12]. В гетеропереходе генерация электронно-дырочных пар приосвещении светом, с энергией квантов меньшей ширины запрещенной зоны верхнего материала, происходит непосредственно в области р-п-перехода. При отсутствии или малой величине «разрыва» в одной из энергетических зон (зоны проводимости или валентной, в зависимости от типа проводимости узкозонного материала) будет происходить полное разделение созданных светом электронно-дырочных пар.

Для повышения к.п.д. продольных фотоэлементов и стабильности авторами [13] предлагается метод образования индуцированного поверхностного р-п-перехода в структурах диэлектрик – полупроводник с помощью внешнего электрического поля или встроенного в диэлектрик заряда. В этом случае глубина залегания р-п-перехода получается минимально возможной, а сам переход – максимально резким. Большой встроенный в окисел положительный заряд при наличии высокоомного кремния р-типа приводит к образованию на его поверхности мощного инверсионного слоя, проводимость которого значительно больше проводимости однородного объекта. Такой слой выполняет функции эквипотенциальной поверхности, что как раз необходимо для появления продольного фотоэффекта в рассматриваемых структурах. Неравновесные электроны практически мгновенно (за максвелловское время) перераспределяются по длине этого слоя и инжектируются обратно в объем р-типа в разных точках перехода. Этот процесс сопровождается направленным рекомбинационным потоком неравновесных дырок, что, в конечном счете, и обуславливает возникновение продольного фотоэффекта в рассматриваемых структурах.

Расчет продольного поля.

а) Одномерный случай.

В работе[4] Уоллмарком для случая малого сигнала в режиме фотоэлемента дано следующее выражение для продольного падения напряжения на участке между произвольной точкой на переходе в п-области с координатой x и каким-либо базовым контактом:

$$V = \rho_n I_f x / b W_n = \rho_n I_f x / a, \quad (1)$$

где ρ_n – удельное сопротивление п- области перехода, I_f – фототок, b – ширина образца, W_n – толщина п- слоя, $a = b W_n$. Пусть луч света попадает на центральную часть элемента. При этом возникают два продольных фотонапряжения, равные по величине, но противоположной полярности; поэтому напряжение между базовыми контактами равно нулю. Когда луч света перемещается по направлению к одному краю элемента, между базовыми контактами возникнет напряжение, равное разности двух продольных напряжений. Выходное напряжение можно вычислить из выражения (1). Предположим, что освещена точка с координатой x_1 . Тогда выходное напряжение V_{out} находится как сумма двух слагаемых:

$$V_{out} = \rho_n I_f (-x)/a + \rho_n I_f (2d-x_1)/a = 2\rho_n I_f (d-x_1)/a, \quad (2)$$

где $a = b W_n$, $2d = L$ – расстояние между базовыми контактами. Это уравнение (2) является уравнением прямой линии, проходящей через нуль в точке $x_1 = d$ (или $L/2$), которая соответствует центральной части фотоэлемента (см. на рис.3). (Более строгий расчет этого случая показывает[10], что вывод о линейности характеристики в [4] не обоснован. Авторы [10] показали, что приближение[4] эквивалентно нестационарному режиму работы фотоэлемента).

б) Двумерный случай[5].

В случае двумерного фотоэлемента при световом пятне, движущемся вдоль оси x , выражение для напряжения имеет вид:

$$U_{out} = \rho_n I_f / 2\pi W_n \ln (d+x)/(d-x). \quad (3)$$

Здесь, как и ранее ρ_n – удельное сопротивление п- области, W_n – толщина п-области, $2d (=L)$ – расстояние между контактами, I_f – полный фототок. Для малых перемещений светового пятна ($x < d$) уравнение (3) примет вид:

$$V_{out} = \rho_n I_f x / \pi W_n d. \quad (4)$$

Это уравнение представляет собой наиболее удобную форму записи этой зависимости, так как во многих случаях фотоэлемент с продольным фотоэффектом используется при малых смещениях светового пятна от нулевого положения. Более общий случай для двумерного продольного фотоэлемента также рассмотрен Алленом и др. в [5].

Основные характеристики продольных фотоэлементов.

Чувствительность. Чувствительность фотоэлементов с продольным фотоэффектом зависит от размеров образца, удельного сопротивления полупроводникового материала, интенсивности света и положения светового пятна.

Чувствительность ФЭ можно повысить, как уже было показано ранее, увеличивая удельное сопротивление или уменьшая толщину базы.

Спектральная чувствительность. Спектральная чувствительность продольного фотоэлемента определяется спектром поглощения используемого полупроводникового кристалла.

Линейность характеристики. Выходная характеристика фотоэлемента с продольным фотоэффектом имеет логарифмическую форму. Это значит, что она линейна вблизи нуля (или в пределах 20 % межконтактного расстояния).

Частотная зависимость чувствительности. Условия инжекции электронно-дырочных пар в продольном фотоэлементе и их последующей диффузии к р-п- переходу совершенно аналогичны условиям работы обычных транзисторов. Поэтому их частотные характеристики определяются одними и теми же параметрами: толщиной п – област, внутренними полями и т.д. Перераспределение и реинжекция носителей заряда с последующей нейтрализацией пространственного заряда обусловлены движением основных носителей заряда и имеют пренебрежимо малые постоянные времени (максвелловские времена). Поэтому частотную характеристику продольного фотоэлемента можно считать [4,5] эквивалентной частотной характеристике транзистора с такой же толщиной базы (~25 мкм), имеющего предельную частоту, равную примерно 1 МГц.

Выходное сопротивление продольного фотоэлемента. Сопротивление постоянному току, измеряемое между парой контактов, зависит от размеров контактов и элемента и удельного сопротивления полупроводникового материала.

Шум; отношение сигнал/шум; эквивалентная мощность шума. Предел чувствительности продольного фотоэлемента определяется шумами фотоэлемента. Для любого практического уровня освещенности при отсутствии напряжения, приложенного к фотоэлементу (режим фото-ЭДС), доминирующим источником шума является тепловой шум базового сопротивления. Эквивалентная мощность шума прибора определяется как минимальная мощность светового пятна, дающая отношение сигнал/шум, равное 1. В фотодиодном режиме работы шумовые свойства продольных фотоэлементов полностью определяются флуктуациями темнового тока и фототока.

Стабильность. При использовании продольного фотоэлемента в качестве индикатора рассогласования электрооптической следящей системы наиболее важна стабильность положения нулевого отсчета на образце. Согласно работе [9] Ge- и Si – продольные фотоэлементы представляются перспективными для таких целей при использовании их в фотодиодном режиме и при применении модулированного света. Для измерений перемещений светового штриха целесообразно применять фотодиодный режим компенсации, обеспечивающий при модуляции света стабильность показаний в пределах десятых долей микрона, независимость их от освещенности и температуры.

Чувствительность к перемещению светового пятна. Разрешающая способность. Минимальная величина перемещения светового пятна, которая может быть обнаружена с помощью продольного фотоэлемента, вычисляется по кривой чувствительности и уровню шумов[4].

Некоторые особенности продольных фотоэлементов. Подытожим особенности продольных фотоэлементов:

- 1) чувствительность по двум координатам;
- 2) высокая разрешающая способность;
- 3) высокая точность;
- 4) малая инерционность (микросекунды);
- 5) высокая надежность;
- 6) виброустойчивость;
- 7) отсутствие гистерезиса характеристик;
- 8) возможность статических или динамических измерений;
- 9) простое вспомогательное оборудование;
- 10) малый вес;
- 11) малые размеры;
- 12) возможность модуляции выходного сигнала с помощью электрического смещения переменным напряжением (электронная модуляция).

Применение. Несмотря на то, что в настоящее время в использовании большую конкуренцию продольным фотоэлементам составляют квадрантные фотодиоды, а также ПЗС- устройства и др., тем не менее позиционно-чувствительные фотоэлементы с продольным фотоэффектом до сих пор применяются для точного измерения положений объектов и их перемещений на длинных и коротких расстояниях. Так, с использованием продольных фотоэлементов реализованы промышленные оптические датчики для измерения небольших перемещений на расстоянии нескольких сантиметров[14]. Эти датчики эффективно работают в реальном масштабе времени и применяются при измерениях:

- высоты в таких устройствах, как системы контроля: качества печатных плат, уровня жидких и твердых сред и т.д.
- эксцентриситета вращающегося объекта,
- толщины,
- перемещений,
- а также для обнаружения присутствия в рабочей зоне определенных объектов. Основным достоинством датчиков на основе продольных фотоэлементов является то, что их точность может превышать точность самого ПФЭ.

Продольные фотоэлементы выпускаются двух типов: одно- и двухмерные. Поскольку в состав эквивалентных схем входят распределенные емкости и сопротивления, постоянные времени ПФЭ зависят от положения светового пятна. При подаче на выход ступенчатой функции постоянная времени ПФЭ с небольшой чувствительной зоной меняется в диапазоне 1-2 мкс. Спектральный диапазон ПФЭ на основе кремния составляет 320 – 1100 нм, следовательно, они работают в УФ, видимом и ближнем инфракрасном областях спектра. Чувствительная поверхность небольших одномерных ПФЭ лежит в пределах 1х2...1х12 мм, в то время как больших двухмерных ПФЭ ее сторона равна 4...27 мм[14].

3. Экспериментальная часть.

3.1. Описание экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки для снятия координатной чувствительности фотоэлемента с продольным фотоэффектом приведена на рис 4.

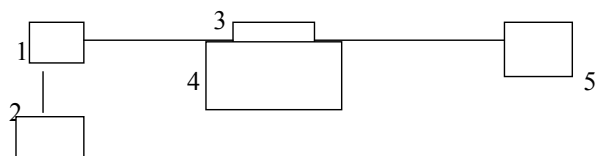


Рис. 4. Схема установки для измерения координатной чувствительности фотоэлементов с продольным фотоэффектом. 1- источник света (лампа накаливания, светодиод или лазерный диод), 2-блок питания источника света, 3-продольный фотоэлемент, 4- координатный столик, 5- гальванометр(электронный вольтметр).

В эксперименте перемещается световой луч (от лампы накаливания с фокусирующей линзой, закрепленной на координатном столике) относительно фотоэлемента.

3.2. Порядок выполнения работы.

1. Ознакомиться с описанием данной лабораторной работы.
2. Перемещая световой луч в горизонтальном направлении с помощью координатного столика, снять координатную чувствительность фотоэлемента в режиме продольного фотоэффекта.
3. Используя другую пару выводов прибора, соответствующих режиму поперечного фотоэффекта, исследовать координатную чувствительность фотоэлемента(в режиме поперечной фотоэдс).
4. Полученные данные измерений оформить в виде графиков и объяснить полученные результаты.

Литература.

- 1.Кравцов Н.В., Стрельников Ю.В. Позиционно-чувствительные датчики оптических следящих систем. -М. : Наука, 1969.
- 2.Свечников С.В., Смовж А.К., Каганович Э.Б. Фотопотенциометры и функциональные фоторезисторы. -М. : Сов. Радио, 1978.
3. Moore A.R., Webster W.M. The effective surface recombination of a germanium surface with floating barrier. //Proceedings of IRE. - 1955. - V. 43. – N 4. - P. 427-435. (Есть русский перевод: Мур А., Вебстер В. Поверхностная рекомбинация и плавающий переход.//В книге: Электрофизические свойства германия и кремния. - М.: Наука, 1956, стр.381-387.).
- 4.Уоллмарк Дж. Новый полупроводниковый фотоэлемент с продольным фотоэффектом.//В книге: Полупроводниковые фотоприемники и преобразователи излучений. - М.: Мир, 1965, стр.215-238.
5. Аллен Д., Вейман И., Уинслоу Д. Следящий преобразователь излучения.//Там же, стр. 418-431.
6. Луковский Дж. Фотоэффект в неравномерно облученных р-п-переходах.// Там же, стр. 239-258.
7. Горбач Т.Я., Грибников В.С., Кролевец К.М. Фотоэдс р-п-перехода при неравномерном освещении.//Радиотехника и электроника. - 1962. -Т. 7. - №6. –С. 1020-1029.
8. Горбач Т.Я., Кролевец К.М. Продольный фотоэлемент при больших освещенностях. //Радиотехника и электроника. –1962. - Т. 7. - № 6. - С. 1057-1060.

9. Крелевец К.М. Экспериментальное изучение фотодиодного режима продольных фотоэлементов. //Радиотехника и электроника. - 1964. - Т. 9. - №6. - С. 1055-1064.

10. Таубкин И.И., Фример А.И. К расчету вентильных фотоэлементов с продольным фотоэффектом. // Радиотехника и электроника. - 1962. –Т. 7. - №7. - С. 1196-1205.

11. Викулов И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. - 2-е изд., перераб.и доп. -М. : Радио и связь, 1990, глава 2.

12. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Портной Е.Л.,Протасов И.И. Координатно-чувствительные фотоэлементы на основе гетеропереходов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$. // ФТП. - 1969. -Т. 3.- № 9. – С. 1324–1326.

13.Литовченко В.Г., Горбань А.П. Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник. - Киев: Наукова думка, 1978, глава 9.

14. Фрайден Дж. Современные датчики. Справочник. –М.: Техносфера, 2006, глава 7.

15. Гуртов В.А. Твердотельная электроника:Учеб.пособие-2-е изд., доп.-М.: Техносфера, 2007.

Лабораторная работа № 4.

Исследование работы диодных оптопар.

Цель работы: Изучение основных (вольтамперных, передаточных и др.) характеристик диодных оптопар типа АОД 101В в фотогенераторном (без подачи обратного напряжения на фотоприемник) и фотодиодном (с подачей запирающего напряжения на фотодиод) режимах.

1. Задание.

- 1) Ознакомиться с устройством, различными типами, назначением и основными характеристиками оптопар.
- 2) Экспериментально изучить работу диодных оптопар типа АОД 101В в фотогенераторном и фотодиодном режимах.

2. Теоретическая часть. Оптопары.

Введение. Основные понятия.

Оптопарой называют оптоэлектронный прибор, в котором в одном общем корпусе конструктивно объединены излучатель и фотоприемник, взаимодействующие друг с другом оптически и электрически. Связи между компонентами оптопары могут быть как прямыми, так и обратными, как положительными, так и отрицательными, кроме того, одна из связей (электрическая или оптическая) может отсутствовать [1-6].

В состав единого прибора вместе с оптопарой или несколькими оптопарами могут входить еще и дополнительные микроэлектронные или оптические элементы. Такие приборы существенно отличаются от элементарных оптопар, поэтому в литературе (см., например, в [3, 5]) принято использовать для их названия термин *оптрон*, при этом имеется в виду оптоэлектронный прибор любого произвольного вида с внутренними оптическими связями.

Основные функциональные разновидности оптопар. Оптопара с прямой оптической и оборванной электрической связью используется как *элемент электрической развязки*, она получила широкое распространение. Оптрон с прямой электрической и оборванной оптической связью, то есть оптрон с оптическим входом и выходом, представляет собой *преобразователь световых сигналов*: это может быть простое усиление (или ослабление) интенсивности света, преобразование спектра или направления поляризации, преобразование некогерентного излучения в когерентное и т.д. Если в таком оптроне фотоприемник и излучатель являются

многоэлементными, то он может выполнять функцию *преобразователя изображений*. Оптрон с электрической и оптической связями получил название *регенеративного оптрона*. В нем могут реализоваться любые комбинации видов входных и выходных сигналов, в частности, при определенных условиях может осуществляться частичное или даже полное восстановление (регенерация) входного сигнала за счет энергии обратной связи.

Следует подчеркнуть важность такого элемента оптопары, как оптический канал между излучателем и фотоприемником. Существует три его разновидности. Прежде всего - это простой светопровод, предназначенный для передачи энергии излучения на фотоприемник; чаще всего он выполняется в виде прозрачной *иммерсионной среды*. Возможно и такое конструктивное решение, при котором в зазор между излучателем и фотоприемником имеется доступ извне; в этом случае мы имеем *оптопару с открытым оптическим каналом*. Наконец, в оптопаре иммерсионная среда может быть выполнена из материала, светопропускание которого изменяется при внешних воздействиях (температура, электрическое и магнитное поля и др.); такой прибор называют *оптопарой с управляемым оптическим каналом*. Два последних типа оптопар составляют основу для построения оптических датчиков (сенсоров).

Указанные приборы являются важными элементами некогерентной оптоэлектроники[5].

Типы оптопар как элементов электрической развязки.

В качестве элементов электрической развязки оптопары получили широкое промышленное распространение вследствие многих принципиальных достоинств этих приборов, таких как идеальная электрическая развязка, высокое напряжение изоляции, однонаправленность распространения информации, широкополосность. К этому следует добавить совместимость оптопар с изделиями микроэлектроники – технологическую, эксплуатационную, а также по уровням входных и выходных сигналов.

Среди оптопар, используемых для электрической развязки, широко представлены такие *типы оптопар*, у которых в качестве фотоприемника используются *фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры*. Кроме указанных оптопар известный интерес могут представить и другие, у которых в качестве фотоприемника используются *функциональные фоторезисторы, лавинные фотодиоды, фотоварикапы, однопереходные транзисторы, МДП-транзисторы и др.*

Резисторные оптопары. В резисторной оптопаре в качестве фотоприемного элемента используется фоторезистор –

полупроводниковый резистор, сопротивление которого уменьшается при воздействии видимых световых или невидимых глазом инфракрасных лучей. Уменьшение сопротивления фоторезистора происходит за счет генерации светом свободных носителей заряда – электронов и дырок, увеличивающих электропроводность полупроводника.

Фоторезистор и излучатель (сверхминиатюрные лампочки накаливания, светодиоды либо инфракрасные диоды) объединены внутри корпуса оптопары оптически прозрачной средой (клеем) с большим сопротивлением изоляции.

Диодные оптопары. В диодной оптопаре в качестве фотоприемного элемента используется фотодиод (на основе кремния), а в качестве излучателя – инфракрасный излучающий диод. Максимум спектральной характеристики излучения диода приходится на длину волны около 1 мкм. Излучение с такой длиной волны вызывает в полупроводнике (кремнии) генерацию пар носителей заряда – электронов и дырок. Эти электроны и дырки разделяются внутренним электрическим полем перехода фотодиода и заряжают p-область положительно, а n-область отрицательно. В результате на выводах фотодиода появляется фото-ЭДС. Это так называемый фотогенераторный (вентильный) режим работы фотодиода.

Если к фотодиоду приложено обратное (запирающее) смещение более 0,5В, то электроны и дырки, генерированные падающим излучением, увеличивают обратный ток фотодиода. Это фотодиодный режим работы фотоприемного элемента. Диодные оптопары могут работать как в фотогенераторном, так и фотодиодном режимах. Значение обратного фототока практически линейно возрастает с увеличением интенсивности света излучающего диода.

Диоды излучателя и приемника изготавливаются по планарно-эпитаксиальной технологии. Структуры соединяются между собой оптически прозрачным клеем, слой которого обеспечивает надежную электрическую изоляцию входной цепи оптопары, излучателя, от выходной цепи – фотодиода.

Для повышения быстродействия создаются фотодиоды с *p-i-n* -структурой, где *i-слой*, как известно, обозначает слой полупроводника (кремния) собственной проводимости (полуизолирующий) между легированными областями p- и n-типа. Возникающее в *i*-области сильное электрическое поле приводит к сокращению времени пролета носителей заряда через эту область и, следовательно, к быстрому нарастанию и спаду фототока. Время нарастания и спада фототока может составлять доли наносекунд.

Основными параметрами диодных оптопар являются следующие:

- входное напряжение $U_{вх}$ – постоянное прямое напряжение на диоде-излучателе при заданном входном токе;
- максимальное входное обратное напряжение $U_{вх.обр.мах}$, приложенное ко входу диодной оптопары, при котором обеспечивается ее надежная работа (для входной цепи оптопары указывается значение максимального постоянного $I_{вх.мах}$ или импульсного $I_{вх.иммах}$ входного тока, при которых обеспечивается надежная работа прибора);
- максимальное выходное обратное постоянное и импульсное напряжение $U_{вых.обр.мах}$ и $U_{вых.обр.и мах}$ определяют максимальные напряжения в выходной цепи оптопары, при которых обеспечивается ее надежная работа. Выходной обратный ток (темновой) $I_{вых.обр.т}$ - ток, протекающий в выходной цепи диодной оптопары при отсутствии входного тока и заданном напряжении на выходе;
- время нарастания выходного сигнала $t_{нр}$ - интервал времени, в течение которого выходной сигнал оптопары изменяется от 0,1 до 0,5 максимального значения;
- время спада выходного сигнала $t_{сн}$ – интервал времени, в течение которого выходной сигнал изменяется от 0,9 до 0,5 максимального значения;
- статический коэффициент передачи K_I – отношение разницы выходного тока и выходного темнового тока к входному току, выраженное в процентах. Коэффициент передачи тока в диодных оптопарах составляет единицы процентов и примерно равен значению квантового выхода светодиода. Так как темновой выходной ток обычно значительно меньше светового, коэффициент передачи тока выражают как $K_I \approx I_{вых} / I_{вх}$.

Для описания свойств диодных оптопар обычно используются входные и выходные вольт-амперные характеристики, передаточные характеристики в фотогенераторном и фотодиодном режимах.

Выходная характеристика оптопары аналогична обратной ветви вольт-амперной характеристики фотодиода. Обратный ток практически не зависит от напряжения. При большом напряжении возникает электрический пробой фотодиода.

Передаточная характеристика в фотодиодном режиме представляет собой зависимость выходного тока от входного и практически линейна в широком диапазоне входного тока.

Передаточная характеристика в фотогенераторном режиме нелинейна. Фото-ЭДС при увеличении входного тока стремится к насыщению. При этом фото-ЭДС не может превышать контактной

разности потенциалов(высоты барьера) на p - n- переходе фотодиода и составляет обычно 0,5 –0,8 В.

Диодные оптопары типов АОД101А – АОД 101Д; ЗОД101А – ЗОД101Г; АОД 107А – АОД 107В; ЗОД107А, ЗОД 107Б могут быть использованы как в фотодиодном, так и в фотогенераторном режиме. Оптопары АОД 112А-1 и ЗОД112А-1 используются в фотогенераторном режиме. Для остальных типов диодных оптопар техническими условиями оговаривается возможность использования их только в фотодиодном режиме[2].

При использовании диодных оптронов в схемах радиоэлектроники учитывается ряд свойств, присущих этому классу оптронов:

-самое высокое быстродействие фотоприемников на *p-i-n*-структурах;

- малые темновые токи в выходной цепи;

- высокое сопротивление гальванической развязки.

Важной разновидностью диодных оптопар являются так называемые *дифференциальные оптопары* – приборы, в которых один излучатель воздействует на два идентичных фотодиода. Подобие выходных характеристик двух каналов дифференциальной оптопары позволяет использовать эти приборы для неискаженной передачи аналоговых сигналов.

Конкретные применения диодных оптопар подробно описаны в литературе [1-6].

Широкое распространение получили также *оптоэлектронные микросхемы* – главным образом переключатели, состоящие из быстродействующей диодной оптопары и ключевого усилителя на выходе, - этим обеспечивается полное согласование по уровням входных и выходных сигналов со стандартными логическими микросхемами.

Перспективны также оптоэлектронные коммутаторы силовой нагрузки – микросхемы или устройства, выполняющие функции реле переменного и постоянного тока и содержащие оптическое звено в цепи управления. В них обычно применяются *транзисторные и тиристорные оптопары*.

Транзисторные оптопары.

Транзисторная оптопара выполняется с фотоприемным элементом на основе фототранзистора. Как правило, в оптопарах используются фототранзисторы с p-n-p- структурой на основе кремния, чувствительные к излучению с длиной волны около 1 мкм. Излучателями служат обычно арсенидогаллиевые диоды, максимум спектрального излучения которых лежит вблизи области наибольшей чувствительности фототранзистора. Излучательный диод конструктивно расположен так, что большая часть света

направляется на базовую область транзистора. Так же, как и в других оптопарах, излучатель и приемник изолированы друг от друга оптически прозрачной средой.

При отсутствии излучения в цепи коллектора фототранзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, протекает обратный (темновой) ток, аналогичный по происхождению и характеристикам току в обычных биполярных транзисторах.

При облучении в базовой области фототранзистора генерируются пары электрон –дырка. Электроны вытягиваются из базы в сторону положительно заряженного коллектора, а дырки остаются в базе и создают положительный заряд. Это эквивалентно возникновению отпирающего тока базы транзистора, вследствие чего ток коллектора также увеличивается. Таким образом, фототранзистор обладает внутренним усилением фототока.

Основные параметры входной цепи транзисторной оптопары аналогичны параметрам диодных оптопар, так как в них используются сходные излучатели.

Справочные зависимости и характеристики транзисторных оптопар приводятся для ключевого режима, так как этот режим является основным при использовании оптопар данного типа [2].

Быстродействие транзисторных, а также тиристорных оптопар характеризуется временами переключения, типичные значения которых 5...50 мкс, в лучших образцах удается получить 1 мкс. Очевидная перспектива развития транзисторных оптопар связана с использованием в качестве фотоприемника *гетеротранзисторов* на основе твердых растворов на основе элементов третьей и пятой групп системы Менделеева (соединений АзВs) – при этом вполне реально снижение времен переключения до 1...10 нс [3].

Применения транзисторных оптопар также описаны в литературе [1-6].

Тиристорные оптопары. В тиристорных оптопарах в качестве приемного элемента используется кремниевый фототиристор.

Фототиристор, так же как и обычный тиристор, имеет четырехслойную *p-n-p-n*-структуру. Конструктивно оптопара выполнена так, что основная часть излучения входного фотодиода направлена на высокоомную базовую *n*-область фототиристора. К крайним областям – *p*-аноду и *n*-катоде - прикладывается внешнее выходное напряжение плюсом к аноду. При облучении в *n*-базе генерируются пары носителей заряда – электронов и дырок. Электрическим полем центрального перехода между *n*- и *p*-областями носители заряда разделяются. При этом электроны остаются в *n*-базе, а дырки попадают в *p*-базу, заряжая соответствующие базы отрицательно и положительно. При такой

полярности зарядов на базах происходит инжекция неосновных носителей заряда из крайних переходов структуры тиристора (называемых эмиттерами). Лавинообразное нарастание тока через структуру приводит к отпираанию тиристора, все три перехода оказываются смещенными в прямом направлении, и падение напряжения на фототиристорев отпертом состоянии получается малым.

Фототиристор, так же как и фототранзистор, обладает большим внутренним усилением фототока. В отличие от фототранзистора включенное состояние фототиристора сохраняется и при прекращении излучения входного фотодиода. Таким образом, управляющий сигнал на тиристорную пару может подаваться только в течение небольшого времени, необходимого для отпираания тиристора. Этим достигается существенное снижение энергии, необходимой для управления тиристорной оптопарой.

Чтобы запереть фототиристор, с него надо снять внешнее напряжение. Если тиристор включается в цепь переменного или пульсирующего напряжения, то выключение тиристора происходит в каждый из периодов при снижении напряжения и тока через тиристор до значения, при котором не может поддерживаться включенное состояние структуры.

Специфические параметры и применение тиристорных оптопар, оптопар с другими фотоприемниками (оптопары на однопереходных фототранзисторах), а также других типов оптоэлектронных схем и устройств описаны в литературе (см., в частности, в [2,4-5]).

Волстроны. Появление волоконных световодов дало толчок развитию так называемых длинных оптронов или *волстронов*, в которых излучатель и фотоприемник неразъемно связаны друг с другом отрезком волоконно-оптического кабеля [3,5,6]. Такой прибор выгодно отличается от традиционной короткой ВОЛС, содержащей пару оптических соединителей, лучшей передаточной характеристикой, большей надежностью, меньшими габаритными размерами и стоимостью. Волстроны длиной от десятков сантиметров до нескольких метров незаменимы в качестве элементов электрической развязки в сверхвысоковольтной радиоэлектронной и электротехнической аппаратуре, во многих случаях внутриобъектового применения они удобнее, чем короткие ВОЛС.

В заключение отметим, что значимость оптопар, других оптоэлектронных приборов и устройств некогерентной оптоэлектроники определяется не только уникальностью выполняемых ими функций, но и тем, что это направление науки и техники уже получило реальное промышленное воплощение,

характеризующееся массовым производством приборов и их применением во всех сферах народного хозяйства и специальной техники [5].

3. Экспериментальная часть. Порядок выполнения работы.

- 1) Ознакомиться с исследуемой оптопарой типа АОД 101В (внешним видом, принципиальной электрической схемой, назначением выводов, электрическими параметрами, предельно допустимыми электрическими режимами эксплуатации);
- 2) Ознакомиться с приборами экспериментальной установки (блоки питания, вольтметры, микроамперметры и др.);
- 3) Исследовать зависимость входного тока $I_{вх}$, выходного тока $I_{вых}$ и отношения $I_{вых}/I_{вх}$ от входного напряжения $U_{вх}$ оптопары, работающей в фотогенераторном (вентильном) режиме;
- 4) Вычислить коэффициент передачи по току при $I_{вх} = 10\text{мА}$ (в %%);
- 5) Исследовать зависимость выходного тока $I_{вых}$ и отношения $I_{вых}/I_{вх}$ от входного напряжения $U_{вх}$ для оптопары, работающей в фотодиодном режиме (при запирающем напряжении на фотодиоде $U_3 = 5\text{В}$).

Литература.

1. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оптроны и их применение. – М.: Радио и связь, 1981.
2. Иванов В.И., Аксенов А.И., Юшин А.М. Полупроводниковые приборы. Справочник. Под ред. Н.Н. Горюнова.- М.: Энергоатомиздат, 1984, разделы 6 – 9.
3. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. –2-е изд., перераб. и доп. – М.: Радио и связь, 1989, глава 7.
4. Верещагин И.К., Косяченко Л.А., Кокин С.М. Введение в оптоэлектронику.- М.: Высшая школа, 1991, глава 2.
5. Гребнев А.К., Гридин В.Н., Дмитриев В.П. Оптоэлектронные элементы и устройства./Под ред. Ю.В. Гуляева. – М.: Радио и связь, 1998.
6. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. – М.: Высшая школа, 2001.
7. Ермаков О.Н. Прикладная оптоэлектроника. -М.: Техносфера, 2004.

Лабораторная работа № 5.

Исследование электрооптических эффектов в жидких кристаллах.

Цель работы: Изучение электрооптических характеристик (пропускания) ячеек на основе капсулированных полимером нематических жидких кристаллов (КПНЖК).

1.Задание.

- 1) Экспериментально снять зависимость оптического пропускания ячейки на основе КПНЖК от переменного напряжения в интервале 0-60В при разных частотах: 60Гц, 100Гц, 500Гц, 1кГц и 5 кГц.
- 2) Экспериментально снять зависимость оптического пропускания ячейки от частоты переменного напряжения (до 10 кГц) при 60 В.
- 3) Построить графики по результатам измерений. Оценить время электрооптического отклика КПНЖК ячейки.
- 4) Объяснить полученные данные.

1. Теоретическая часть. Электрооптические эффекты в капсулированных полимером жидких кристаллах.

Введение.

Хорошо известно [1-3], что вещества могут находиться в трех агрегатных состояниях: жидком, твердом и газообразном. Однако некоторые из них, особенно вещества, состоящие из длинных вытянутых молекул, могут образовывать еще одно, четвертое, агрегатное состояние –жидкокристаллическое. К настоящему времени известны десятки тысяч веществ, которые образуют жидкие кристаллы. По своим физическим свойствам жидкие кристаллы занимают промежуточное положение между жидкостями и кристаллическим твердыми телами. Как любые жидкости, они принимают форму того сосуда, в который их помещают. Они текут как обычные вязкие жидкости. Наряду с этим жидкие кристаллы обладают свойствами, которые характерны для кристаллов: молекулы жидких кристаллов частично упорядочены (ориентационный порядок). Это, конечно, не полный порядок, как в настоящих кристаллах, но он существенно влияет на физические свойства жидких кристаллов. Устройства на основе жидких кристаллов обладают уникальными свойствами: они весьма чувствительны к внешним полям, особенно электрическим. Не

случайно жидкие кристаллы представляют собой один из классов так называемых «умных» материалов (smart materials).

Типы жидких кристаллов.

Существуют три основных типа жидких (термотропных) кристаллов: нематические (НЖК), смектические (СЖК) и холестерические (ХЖК) жидкие кристаллы. Для краткости их называют *нематиками, смектиками и холестериками*, соответственно.

У *нематика* длинные оси молекул ориентированы приблизительно параллельно друг другу, но центры тяжести молекул расположены произвольно, как в жидкости. Направление преимущественной ориентации молекул характеризуется единичным вектором \mathbf{n} , который называют директором. Состояния директоров \mathbf{n} и $-\mathbf{n}$ неразличимы. Это означает, что если молекула нематика имеет постоянный дипольный момент, то число диполей, направленных по \mathbf{n} и против \mathbf{n} , должно быть одинаково, чтобы средний дипольный момент системы был равен нулю.

Нематической фазой могут обладать только такие вещества, молекулы которых должны быть тождественны своим зеркальным отражениям (левая и правая формы неразличимы). Степень ориентационной упорядоченности нематика характеризуется параметром порядка S , который определяется следующим образом:

$$S = \frac{3}{2} \left(\langle \cos^2 Q \rangle - \frac{1}{3} \right),$$

где Q – угол между направлением длинной оси молекулы и директором, а функция $\langle \cos^2 Q \rangle$ – среднее по всем молекулам.

Так, при идеальной параллельной ориентации $\langle \cos^2 Q \rangle = 1$ и величина $S=1$, при полном беспорядке $\langle \cos^2 Q \rangle = 1/3$ и величина $S=0$. В нематической фазе параметр порядка S имеет промежуточное значение между 0 и 1, причем это значение сильно зависит от температуры.

Холестерики. Холестерик локально, на расстоянии порядка нескольких молекулярных длин, имеет такую же структуру, как и нематик. Молекулы преимущественно ориентированы вдоль директора, пространственная периодичность в их центрах тяжести отсутствует. Однако директор не имеет постоянного направления в пространстве. При движении вдоль так называемой холестерической оси направление директора периодически меняется, в результате чего возникает спиральная структура. Истинный период повторяемости структуры холестерика (шаг спирали) обычно лежит в интервале от долей микрона до нескольких микрон. Указанным шагом холестерической спирали и геометрией взаимного

расположения названной оси и поляризации падающего света определяются весьма специфичные оптические характеристики ХЖК. Во внешнем поле (магнитное и электрическое поля, температура, давление) изменяются и направление оси спирали (текстурные переходы), и ее шаг (раскрутка спирали).

Смектики. В смектиках степень упорядоченности выше, чем в нематиках. В них помимо ориентационного порядка частично упорядочены и центры тяжести молекул. Эта упорядоченность состоит в том, что молекулы смектика расположены в слоях, причем расстояние между соседними слоями фиксировано. Внутри каждого слоя центры тяжести молекул расположены хаотически, образуя подобие «двумерной жидкости». Различают два основных типа смектиков в зависимости от положения директора \mathbf{n} относительно слоев. В смектиках типа А директор перпендикулярен слоям, а в смектиках типа С он образует с нормалью к слою некоторый угол. Молекулы смектика внутри слоя взаимодействуют заметно сильнее, чем с молекулами, принадлежащими различным слоям. Это приводит к тому, что слои слабо сцеплены друг с другом, поэтому они могут легко скользить друг относительно друга.

Каждая из рассмотренных жидкокристаллических фаз существует лишь в ограниченном интервале температур.

Электрооптические эффекты в жидких кристаллах. В жидких кристаллах наблюдаются различные как *полевые эффекты*, так и эффекты, обусловленные проводимостью ЖК (*электрогидродинамические неустойчивости*) [1,2]. Рассмотрим кратко полевые эффекты.

Полевые эффекты. Основными электрооптическими полевыми эффектами являются: S - и B – *эффекты*; *твист-эффект*; индуцированный электрическим полем *переход ХЖК – НЖК*; эффект “*гость-хозяин*”, а также эффекты в сегнетоэлектрических ЖК.

Для наблюдения S -*эффекта* поверхности электродов устройства (ячейки) обрабатывают так, чтобы молекулы НЖК с положительной диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon > 0$, равной разности диэлектрических проницаемостей ЖК, измеренных в направлениях, параллельном и перпендикулярном директору, соответственно, были ориентированы параллельно проводящим слоям. При приложении электрического поля молекулы ориентируются по полю, и слой ЖК испытывает поперечную S -деформацию. В результате переориентации молекул двулучепреломление слоя НЖК изменяется, а проходящий через ячейку световой пучок испытывает фазовую или поляризационную модуляцию.

Аналогом S-деформации в НЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon < 0$ является так называемый *B-эффект*. В отсутствие электрического поля в таком ЖК - слое молекулы ориентированы гомеотропно (директор перпендикулярен проводящим слоям), а при приложении поля они стремятся расположиться планарно, что также приводит к изменению двулучепреломления распространяющегося света.

Твист-эффект. Этот эффект наблюдается в ячейках НЖК с положительной диэлектрической анизотропией, когда направления ориентации на разных подложках не совпадают, составляя обычно угол 90° (в супертвистовых устройствах этот угол составляет $\sim 200^\circ$). При распространении поляризованного света через слой НЖК плоскость поляризации поворачивается на 90° . Поэтому ЖК-ячейка, помещенная между скрещенными поляризаторами, будет прозрачной, а между параллельными – непрозрачной. При приложении электрического поля «закручивание» структуры исчезает, поэтому она, наоборот, в скрещенных поляризаторах будет непрозрачной, а в параллельных – прозрачной, в результате чего удается получить высокий контраст.

К ориентационным эффектам в НЖК следует отнести также индуцированный электрическим полем *переход ХЖК – НЖК и эффект «гость – хозяин»*.

Значительный интерес исследователей привлекают также и электрооптические эффекты в так называемых сегнетоэлектрических ЖК - хиральных смектиках типа C^* [2].

Рассмотренные полевые эффекты в НЖК являются ориентационными, в основе которых лежит *эффект Фредерикса*. (Влияние магнитного поля на ориентацию нематиков экспериментально впервые наблюдали и изучили еще в 30-е годы прошлого столетия (в 1924 –1930 гг) советский физик Всеволод Константинович Фредерикс и его сотрудники. Поэтому сейчас этот эффект и принято называть переходом Фредерикса) [1].

Эффект Фредерикса в НЖК.

Рассмотрим нематик с положительной диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon > 0$, ориентированный между двумя твердыми пластинами, в однородном внешнем магнитном поле (подобное рассмотрение может быть проведено также и для электрического поля). Будем считать, что между молекулами нематика и пластинами существует сильное сцепление, так что ориентацию молекул на поверхности можно считать фиксированной. Направим внешнее магнитное поле перпендикулярно исходной ориентации нематика. Тогда молекулы нематика будут стремиться ориентироваться по полю. Однако при изменении направления

директора молекул возникают возвращающие крутящие моменты. Механические напряжения, связанные с такими моментами, удовлетворяют закону, эквивалентному закону Гука, согласно которому напряжения пропорциональны деформации искривления при условии, что эти деформации достаточно малы. Коэффициенты пропорциональности, входящие в эти законы, называются коэффициентами ориентационной упругости (модулями Франка). В нематиках можно выделить три типа деформации изгиба по отношению к направлению директора: поперечный изгиб, кручение и продольный изгиб – и соответственно для каждого вещества существуют три модуля Франка $-K_1, K_2, K_3$. Поскольку обычно они не очень сильно различаются между собой, в дальнейшем для оценок используем одноконстантное приближение (эффективного модуля).

Таким образом, в жидком кристалле возникает конкуренция между внешним магнитным полем, которое стремится ориентировать молекулы жидкого кристалла по полю, и силами ориентационной упругости, которые стремятся сохранить ориентацию молекул образца в ячейке. В случае слабых полей силы упругости превосходят действие внешнего поля и нематик остается однородно ориентированным. При некотором значении поля $H = H_c$ обе силы сравниваются, и при чуть больших полях в жидком кристалле начинается происходить переориентация. Этот эффект и носит название эффекта Фредерикса.

Величина критического поля H_c зависит от толщины ячейки и материальных констант жидкокристаллического вещества. При количественном описании вводится так называемая магнитная длина когерентности:

$$\xi(H) = \left(\frac{K}{\chi_0} \right)^{1/2} (1/H).$$

В этой формуле χ_0 – анизотропия магнитной проницаемости (восприимчивости) ЖК, представляющая собой разность между магнитными проницаемостями, измеренными параллельно и перпендикулярно вектору директора молекул, соответственно, K – коэффициент упругости, H – магнитное поле. Как можно видеть, величина $\xi(H)$ тем больше, чем меньше значение поля. В рассматриваемой задаче она имеет смысл расстояния до стенки, ближе которого магнитное поле практически не влияет на ориентацию директора молекул ЖК. На расстояниях от поверхности больше магнитной длины когерентности можно считать, что директор практически ориентирован вдоль магнитного поля (мы рассматриваем случай положительной магнитной анизотропии).

Таким образом, ориентирующее действие магнитного поля начинается с полей, для которых магнитная длина когерентности порядка толщины образца d . Это условие определяет критическое H_c значение поля

$$H_c \approx \frac{1}{d} \left(\frac{K}{\chi_o} \right)^{1/2}.$$

Точное значение критического поля [1,2] равно:

$$H_c = \frac{\pi}{d} \left(\frac{K}{\chi_o} \right)^{1/2}.$$

Проведенное рассмотрение относится к случаю жесткого закрепления нематика на стенках ячейки (случай сильного сцепления). Однако в любом реальном жидком кристалле энергия взаимодействия молекул со стенкой конечна. В этом случае критическое поле начинает зависеть еще от одной длины $\zeta_s = \pi K/W$, где W – определяет энергию взаимодействия нематика с подложкой на единицу площади. Величина ζ_s имеет также смысл расстояния, на котором проявляется влияние ограничивающей поверхности на ориентацию жидкого кристалла. Критическое поле H_c в этом случае определяется из соотношения

$$\zeta_s \dot{H}_c / H_c d = [1 + \cos(\pi \dot{H}_c / H_c)] / \sin(\pi \dot{H}_c / H_c).$$

При малых энергиях сцепления $W \rightarrow 0$, $\dot{H}_c \approx \sqrt{W}$ и стремится к нулю. Физически это означает, что при очень малой энергии сцепления сколь угодно слабое поле может переориентировать жидкий кристалл. При $W \rightarrow \infty$, когда $\zeta_s \rightarrow 0$, величина $\dot{H}_c \rightarrow H_c$.

Следует отметить, что все сказанное в полной мере относится и к внешнему электрическому полю, для чего необходимо сделать замену

$$\chi_o H^2 \rightarrow \frac{\Delta \varepsilon E^2}{4\pi}.$$

Жидкие кристаллы и устройства на их основе широко используются в самых различных областях науки и техники, в особенности для создания разнообразных электрооптических устройств. Это определяется, как мы уже отмечали, их высокой чувствительностью к внешним полям, особенно электрическим. ЖК обладают пороговыми свойствами и высокой крутизной модуляционной характеристики для большинства

электрооптических эффектов, высоким оптическим качеством тонких слоев, технологичностью изготовления устройств на их основе.

К сожалению, устройства на основе сплошных слоев ЖК обладают и рядом недостатков, к которым следует отнести необходимость использования специальных методов ориентации ЖК и поляризаторов, герметизации ячеек, а также невозможность создания гибких устройств.

Значительный интерес исследователей в последние годы изучение и использование в электрооптических устройствах не сплошных слоев ЖК, а дисперсных эмульсий ЖК (взвеси капель ЖК) в полимерных матрицах (*капсулированных полимером ЖК*) [4-19]. Такой метод позволяет исключить из технологического цикла специальные методы ориентации ЖК и их герметизацию, уменьшить времена отклика ЖК ячеек на воздействие электрического поля, упрощать оптические схемы считывания (без применены поляризаторов), создавать гибкие ЖК устройства большой площади. Научный интерес к этим объектам обусловлен не только перспективами использования, но и нетривиальными физическими свойствами пространственно ограниченных ЖК, связанными со сложной упорядоченной структурой жидкокристаллической и полимерной фаз и их взаимодействием на границах раздела. Двухфазные дисперсные системы ЖК-полимер могут рассматриваться в качестве интересного объекта для широкого круга задач, связанных и с фундаментальными аспектами оптики рассеивающих сред, образованных анизотропными частицами.

Методы получения капсулированных полимером ЖК. Пленки капсулированных полимером нематических жидких кристаллов состоят из капель (микронных размеров) нематика с положительной диэлектрической анизотропией, диспергированных в полимерной матрице. Принцип их работы основан на электрическом (полевом) управлении рассеянием света этими нематическими каплями (по сути на ориентационном переходе Фредерикса в каплях ЖК). Электрическое поле к пленкам прикладывается таким же образом, как и в большинстве известных ЖК-устройств. Исследуемый материал, ЖК в полимере, как правило, помещается между двумя стеклянными пластинами, покрытыми прозрачным проводящим слоем (таким, например, как слой окисла индия-олова).

Для изготовления описываемых пленок в основном использовались три различных процесса.

Первый процесс изготовления включает в себя заполнение микропор в полимерной подложке жидким кристаллом.

Другие способы получения капсулированных ЖК можно разделить на две группы. К первой группе относятся способы получения, которые основаны на применении растворителей. Простейший из них состоит из диспергирования НЖК в водно-полимерной среде, которая содержит либо растворимый в воде полимер (наиболее распространенным является поливиниловый спирт), либо представляет собой коллоидную суспензию полимера, не растворимого в воде, например, эмульсию латекса. Размер капель НЖК в пленках из поливинилового спирта имеет разброс от 0,5 до 20 мкм, средний диаметр капель составляет 3-4 мкм, форма капель - практически сферическая.

Вторая группа способов получения пленки КПЖК основана на формировании капель НЖК с помощью процессов разделения фаз при полимеризации матрицы. Полимеризация матрицы может быть инициирована химически, теплом, ультрафиолетовым светом. Кроме того, процесс разделения фаз можно произвести при растворении полимера вместе с ЖК в одном растворителе и последующем выпаривании растворителя. Использовался также процесс разделения фаз, в котором полимер растворялся в изотропной фазе ЖК, а затем смесь охлаждалась ниже точки просветления (температуры перехода нематическая фаза – изотропная фаза). В качестве полимерной матрицы можно также использовать полимерный жидкий кристалл.

Для получения пленок капсулированных полимером ЖК, кроме нематиков, использовались холестерические, а также сегнетоэлектрические ЖК.

С целью обеспечения эффективного управления светорассеянием пленок КПЖК внешним электрическим полем необходимо применять полимеры, добавки и растворители с проводимостью, меньшей проводимости ЖК. При этом показатель преломления n_p полимера должен быть близким (лучше равным) обыкновенному показателю преломления n_o (показателю преломления для обыкновенного луча) НЖК.

Структура капель НЖК в капсулированных полимером ЖК. Отличительной особенностью структуры замкнутого объема НЖК, находящегося в равновесном состоянии, является наличие дефектов в распределении поля директора \mathbf{n} . Эти дефекты связаны с граничными условиями на поверхности капли, которые определяются физико-химическими особенностями пары ЖК – полимерная матрица. Рассмотрим кратко основные и наиболее простые геометрии.

Нормальные граничные условия. В этом случае равновесное состояние капли характеризуется наличием топологического точечного дефекта. Дефект локализован в центре капли и в простейшем случае связан со строго радиальным распределением директора (см. рис. 1). Дефекты такого типа называются ежами.

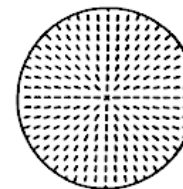


Рис. 1. Распределение директора в каплях НЖК с нормальными граничными условиями (радиальная структура капли).

Тангенциальные граничные условия. Равновесная конфигурация директора в капле имеет вид биполярной структуры (рис. 2) с двумя точечными дефектами на поверхности, так называемыми буджумами.

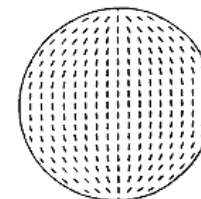


Рис. 2. Распределение директора в каплях НЖК при тангенциальных граничных условиях (биполярная структура капли).

Кроме радиальных и биполярных структур известны также аксиальные структуры (см. рис. 3).

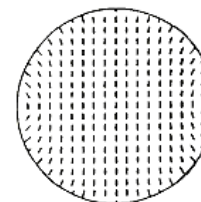


Рис. 3. Распределение директора в каплях НЖК. Аксиальная структура капель.

Аксиальная конфигурация капель ЖК имеет место в случае, когда молекулы ориентированы перпендикулярно к стенкам капли (как и в случае радиальной структуры), однако лишь когда имеется слабое поверхностное сцепление.

Структурные изменения капель НЖК во внешнем электрическом поле. Для примера рассмотрим капли НЖК с биполярной структурой. В отсутствие внешнего поля оси симметрии отдельных капель в образце ориентированы случайным образом (рис. 4).

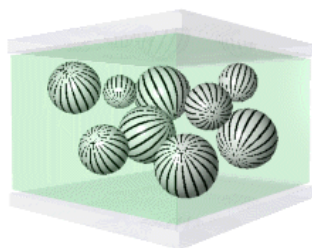


Рис. 4. Капли НЖК с биполярной структурой в образце до приложения электрического поля.

С приложением внешнего электрического поля возникает вращающий момент, вынуждающий оси капель ориентироваться по направлению поля (для НЖК с положительной диэлектрической анизотропией). При этом ориентированной вдоль поля оказывается и большая часть палочкообразных молекул НЖК (см. рис.5).

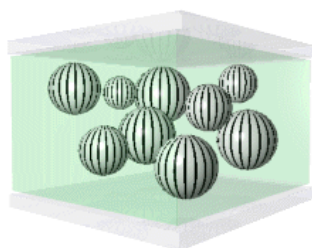


Рис. 5. Капли НЖК с биполярной структурой в образце при приложении электрического поля (по вертикали).

Опыт показывает, что переориентация оси капли происходит при определенной критической напряженности электрического поля, которая обратно пропорциональна диаметру капли. К этой проблеме мы вернемся при рассмотрении вольт-контрастных характеристик КПНЖК.

Оптические свойства пленок КПЖК. Жидкий кристалл является оптически одноосной анизотропной средой. Оптическая ось этой среды совпадает с направлением директора \mathbf{n} . Коэффициенты преломления, характеризующие распространение обыкновенной и необыкновенной световых волн в такой среде, равны соответственно n_e и n_o для направлений, параллельного и перпендикулярного директору \mathbf{n} . Величина двулучепреломления Δn определяется

разностью $\Delta n = n_e - n_o$, которая для большинства нематиков является положительной ($\approx 0,2 - 0,3$).

Анизотропия оптических свойств НЖК в общем случае вызывает анизотропию оптических свойств сферических капель в целом.

Рассмотрим для примера пленку КПЖК, в которой все капли имеют биполярную структуру.

В исходном состоянии (электрическое поле отсутствует) оси симметрии капель ориентированы хаотично (см. рис. 6, вверху). Луч света, проходя через прозрачную оптически изотропную полимерную матрицу с коэффициентом преломления n_p , попадает в объем одной из капель НЖК, эффективный показатель преломления которой меняется в пределах от n_e до n_o . Поскольку показатель преломления n_p полимерной матрицы не может быть равен показателю преломления капли ЖК, световые волны будут испытывать рассеяние на дисперсии капель ЖК.

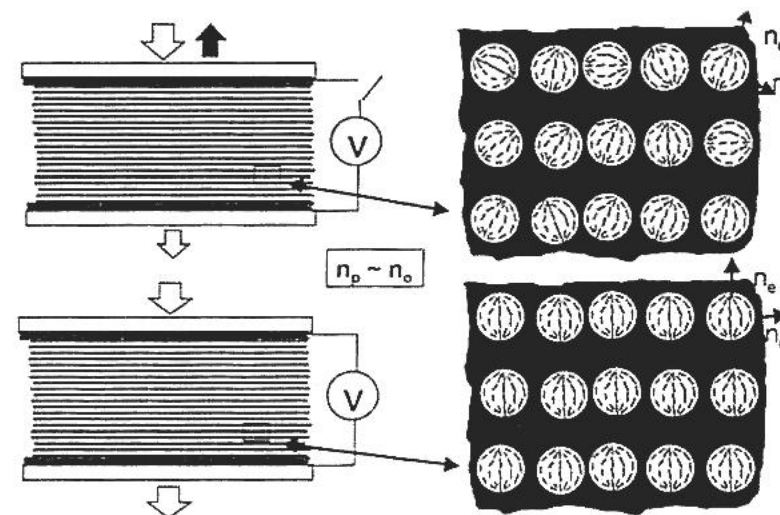


Рис. 6. Рассеяние света биполярными каплями НЖК, находящимися в полимерной матрице: вверху – внешнее электрическое поле отключено; внизу – электрическое поле включено.

Отметим, что, поскольку толщина пленок КПЖК обычно составляет 20-30 мкм, а диаметр отдельной капли на порядок меньше, рассеяние света будет многократным. В результате в исходном

состоянии пленка КПЖК имеет вид непрозрачной (или малопрозрачной, как на рисунке) молочной пленки.

При включении электрического поля достаточной напряженности оптические оси капель ЖК принимают одну ориентацию – вдоль поля (см. рис.6, внизу). Показатель преломления капель для световой волны, распространяющейся вдоль нормали к пленке, становится очень близким к n_o (отклонения обусловлены неполной ориентацией молекул ЖК у поверхности капель при выбранном материале полимера). Если пару полимерная матрица –НЖК подобрать так, что $n_p = n_o$, то рассеяние света исчезает, и пленка КПЖК становится прозрачной (см. рис. 6). При снятии поля капли ЖК возвращаются в исходные состояния (с миллисекундными временами) и пленка вновь становится мутной.

Отметим, что рассеяние света малыми каплями является классической физической задачей.

Если капли ЖК небольшие (диаметром не более 0,3 мкм) и диспергированы в среде со сходными оптическими свойствами, то их можно рассматривать как «слабо рассеивающие» или «мягкие». В таком случае при решении задачи единичного рассеяния используют приближение Рэлея – Ганса, которое имеет два лимитирующих условия:

$$|(n_{lc}/n_p) - 1| \ll 1 \text{ и } 2kR|(n_{lc}/n_p) - 1| \ll 1,$$

где n_{lc} и n_p являются показателями преломления ЖК и полимера, соответственно, k – волновой вектор излучения. Первое условие ограничивает размер капли, который должен быть намного меньше длины волны падающего излучения. Второе условие означает, что максимальный фазовый сдвиг излучения при прохождении капли должен быть весьма малым.

Для единичного рассеяния света на «оптически мягких», но больших по сравнению с длиной волны света капсулах применяют приближение аномальной дифракции. В режиме аномальной дифракции ограничивающими условиями являются следующие:

$$kR \gg 1 \text{ и } |(n_{lc}/n_p) - 1| \ll 1.$$

Первое условие определяет размер капли, который может быть значительно больше длины волны падающего излучения. Второе условие означает, что капля должна быть оптически мягкой (т.е. отражение света на границах капли пренебрежимо мало).

Рассматриваемая задача значительно усложняется при учете эффектов многократного рассеяния света в КПЖК. В качестве примера можно привести работы [16,17], в которых эта проблема исследовалась с применением метода Монте-Карло, и работы [18,19], в которых многократное рассеяние света изучалось на основе теории переноса излучения.

Вольт-контрастные характеристики. Вольт-контрастная характеристика является одной из основных характеристик электрооптических устройств на основе ЖК.

Эксперименты показывают, что зависимость пропускания света пленкой КПЖК от приложенного напряжения не имеет явно выраженного порога, который характерен для полевых электрооптических эффектов в сплошных слоях ЖК. Этот факт можно объяснить тем, что при дисперсии ЖК в полимерной матрице образуются капли не строго одинаковых размеров. С учетом функции распределения капель по размерам «размытый» порог перехода пленок КПЖК из состояния, в котором они сильно рассеивают свет, в состояние, характеризующееся тем, что при повышении напряжения структурные изменения претерпевают лишь капли больших размеров, концентрация которых мала. Затем структурные превращения происходят в каплях все меньшего размера, пока на функции распределения концентрации капель в зависимости от их размеров не наступит спад. На зависимость пропускания от напряженности электрического поля существенно влияет также отношение коэффициентов преломления полимера n_p и обыкновенного коэффициента преломления n_o ЖК – n_p/n_o .

Кратко остановимся на рассмотрении критического (порогового) поля структурных изменений капли НЖК на примере капсул с биполярной структурой.

Как уже ранее отмечалось, нематик в капле под действием электрического поля испытывает ориентационный переход Фредерикса. Однако этот переход сопровождается рядом особенностей, связанных как со специфической структурой нематика в капле, так и с сильным влиянием граничных условий. Тем не менее основная черта перехода Фредерикса, а именно его пороговый характер, сохраняется. Факторы, определяющие величину критического поля, обусловлены изменением объемной и поверхностной энергий при переходе и связаны, в свою очередь, с упругим, диэлектрическим и другими вкладками.

Рассмотрим ориентационный переход Фредерикса в капсулированных полимером нематических жидких кристаллах с биполярной конфигурацией директора в каплях ЖК для случая нежесткой фиксации полюсов. При этом эффект переориентации заключается в перемещении полюсов по поверхности капли без разрушения одноосной симметрии ее объема (см. рис. 6). В рассматриваемом случае величина порогового поля, приложенного к образцу, зависит от анизотропии капель:

$$E_c = [(2\varepsilon_p + \varepsilon_{lc})/3\varepsilon_{pa}] [K(l^2 - 1)/\varepsilon_o \Delta \varepsilon]^{1/2},$$

где a - длина максимальной оси эллипсоидальной капли; $l = a/c$ - отношение длины максимальной к минимальной оси; ϵ_0 - абсолютная диэлектрическая проницаемость; $\Delta\epsilon$ - анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК; $K = (K_{11} + K_{22} + K_{33})/3$, $K_{ii} (i=1,2,3)$ - модули упругости соответственно для S -, T - и B -деформаций; ϵ_{lc} и ϵ_p - диэлектрические проницаемости ЖК и полимера. Второй множитель в этой формуле является поправкой на действующее поле в капле ЖК.

В теоретических моделях, согласно которым была выведена указанная выше формула для критического поля перехода Фредерикса в биполярной структуре капли, предполагается лишь тангенциальная вырожденная тангенциальная поверхностная ориентация. Эта ориентация допускает свободное азимутальное вращение локального директора НЖК \mathbf{n} относительно нормали к поверхности. В этом случае единственным механизмом, задающим в отсутствие электрического поля (при $\mathbf{E}=0$) невырожденную пространственную ориентацию оси симметрии биполярной структуры (директора капли \mathbf{N}), является несферичность полимерной капсулы и связанная с ней ориентационная анизотропия упругой свободной энергии НЖК. Между тем экспериментальные исследования показывают, что одним из главных факторов, определяющих структурные изменения в биполярных каплях нематика под действием внешнего электрического поля \mathbf{E} , является наличие анизотропных поверхностных взаимодействий, обусловленных упорядоченной организацией полимера на границе раздела капля/матрица (это касается также и динамики ориентационного перехода). Кроме того, приведенная формула не может объяснить температурную зависимость порогового поля перехода Фредерикса в КПНЖК.

В работах [13,15] рассмотрена приближенная феноменологическая модель перехода Фредерикса в каплях нематика с биполярной структурой, которая учитывает невырожденные тангенциальные граничные условия и связанную с ней азимутальную составляющую поверхностной энергии сцепления. Форма капли аппроксимируется вытянутым эллипсоидом вращения с полуосями $(a; a; b \geq a)$ и малым эксцентриситетом $\delta \ll 1$, где $\delta = [1 - (a/b)^2]^{1/2}$. Предполагается, что переориентация биполярной структуры происходит как поворот директора капли \mathbf{N} в направлении электрического поля \mathbf{E} при сохранении фиксированной ориентации локального директора \mathbf{n} относительно \mathbf{N} . Таким образом, локальные деформации и гидродинамические течения \mathbf{n} во внешнем поле не учитываются, а на поверхности капли локальный директор НЖК \mathbf{n} всегда ориентирован параллельно границе раздела ЖК/полимер. В работах

[13,15] показано, критическая величина поля E_c ориентационного перехода в этом случае определяется следующим выражением:

$$E_c = [(5.7K\delta^2 + 2.2W_aR)/\epsilon_0\Delta\epsilon]^{1/2}/R,$$

где $R = (a^2b)^{1/3}$ - радиус сферы эквивалентного объема, K - модуль упругости НЖК (в одноконстантном приближении), W_a - коэффициент азимутального поверхностного сцепления, $\Delta\epsilon$ - эффективная диэлектрическая анизотропия биполярной капли.

Анализ приведенного выражения для критического поля позволяет сделать следующие выводы. Если порог эффекта Фредерикса определяется поверхностными взаимодействиями ($RW_a/K = \lambda \gg \delta^2$), напряженность критического поля E_c пропорциональна $R^{-1/2}$, в то время как в случае преобладания упругого вклада, обусловленного несферичностью капли ($\lambda \ll \delta^2$), $E_c \sim R^{-1}$. Экспериментальные значения критического поля E_c для биполярных капель с $R \approx 1 \mu\text{m}$ обычно лежат в интервале $E_c \approx 1-2 \text{ V}/\mu\text{m}$. Это согласуется с теоретическими оценками E_c при соответствующем выборе значений азимутальной энергии поверхностного сцепления W_a .

Важной задачей при разработке электрооптических устройств на основе пленок КПЖК является поиск методов уменьшения порогового поля, а также времени электрооптического отклика. Одним из методов решения этой задачи является создание таких технологических условий, при которых можно целенаправленно изменять размеры и конфигурацию капель.

Время электрооптического отклика. Если сравнить значения времен электрооптического отклика (релаксации) для пленок КПЖК и сплошных слоев ЖК (с близкими по механизму эффектами), то применение дисперсий ЖК позволяет уменьшить данную величину на порядок.

Несферическая форма капсул играет также важную роль и в динамических процессах. Она существенно определяет время переориентации капель под действием электрического поля и время релаксации к исходному состоянию.

В известных работах время релаксации (выключения) τ_{off} для биполярной структуры капель (при пренебрежении поверхностной энергией сцепления) определяется выражением вида

$$\tau_{off} = \gamma l a^2 / K(l^2 - 1),$$

где γl - вращательная вязкость НЖК, $l = a/b$, как и ранее.

Однако эта формула, при выводе которой не учитывалась поверхностная энергия сцепления, также не может объяснить экспериментальную температурную зависимость времени электрооптического отклика в образцах КПНЖК.

В работах [14,15] автором при выводе нового выражения для времени электрооптического отклика в КПНЖК с биполярной

структурой капель учтено влияние конечной азимутальной поверхностной энергии сцепления и поверхностной вязкости нематика. Им для постоянной времени процесса свободной ориентационной релаксации директора капли получено следующее выражение:

$$\tau = (\gamma_1 R^2 + 3\gamma_s R) / (5,7\delta^2 + 2,1\lambda) K.$$

Здесь, как и ранее, γ_1 – вращательная вязкость ЖК, γ_s – поверхностная вязкость, $\lambda = RW_a/K$, W_a – коэффициент азимутального поверхностного сцепления, δ – эксцентриситет вытянутого сфероида (формы капли).

Из этого выражения следует, что при слабом поверхностном сцеплении ($\lambda \ll \delta^2$) зависимость $\tau(R)$ определяется квадратичным компонентом, связанным с ориентацией объема капли, и линейным компонентом, обусловленным вязким трением на поверхности:

$\tau = (\gamma_1 R^2 + 3\gamma_s R) / (5,7K\delta^2)$. Если поверхностное сцепление сильное ($\lambda \gg \delta^2$), то $\tau \approx (\gamma_1 R + 3\gamma_s) / (2,1W_a)$ и существует ненулевое экстраполированное значение $\tau|_{R \rightarrow 0} = 3\gamma_s / (2,1W_a)$. Расчет времени электрооптического отклика с учетом поверхностной вязкости и конечной азимутальной поверхностной энергии, на наш взгляд, обеспечивает лучшее согласие с экспериментом.

Разрешающая способность пленок КПЖК. Важной задачей исследований является проблема разрешающей способности пленок КПЖК. Если учитывать тот факт, что все изменения, вызванные внешними воздействиями, например, электрическим полем, то можно предположить, что размер капли ЖК является основным масштабом изображения. Так как средние размеры капель ЖК в пленках КПЖК порядка 1-5 мкм, то для максимально возможной разрешающей способности можно ожидать значения до 1000 1/мм. К настоящему времени в известных экспериментальных работах для разрешающей способности оптически управляемых транспарантов на основе структур фотопроводник - КПЖК получены значения до 34 линий /мм.

О возможности применения КПЖК. В патентной и периодической литературе сообщается о разработке и исследовании ряда электрооптических устройств на основе пленок КПЖК. Так, пленки КПЖК большого размера можно применять в качестве регуляторов интенсивности света, проходящего через окна зданий, для создания информационных табло, рекламных щитов, в виде управляемых электрическим полем слайдов для проекционных аппаратов, в различных дисплеях отражательного типа. Весьма интересны предложения по разработке на основе пленок КПЖК дифракционных решеток, управляемых электрическим полем, по разработке управляемых полем оптических аттенуаторов для

волоконно-оптических линий связи. Значительный интерес для разработки устройств на основе пленок КПЖК представляют эффекты оптической нелинейности в КПЖК под действием термических эффектов, а также оптических полей лазерного излучения. Отметим важность для использования эффекта Керра большой величины в пленках КПЖК с каплями ЖК размером меньше длины волны излучения, превышающего 30000 раз эффект в веществе CS₂. Перспективным направлением использования пленок КПЖК, на наш взгляд, является их применение в оптически управляемых транспарантах (модуляторах света).

Функциональные возможности подобного типа устройств значительно расширяются при использовании в пленках КПЖК не только нематических, но также холестерических и хиральных смектических (сегнетоэлектрических) жидких кристаллов.

Заключение.

Устройства на основе пленок КПЖК могут успешно конкурировать с устройствами на сплошных слоях ЖК, в том случае, когда необходимо разрабатывать гибкие конструкции большой площади с малыми (порядка миллисекунд) временами срабатывания. Кроме того, использование пленок КПЖК позволяет создавать новые типы устройств с функциональными возможностями, реализация которых с помощью традиционных электрооптических устройств вызывает определенные трудности. Без сомнения, необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования, направленные на улучшение основных электрооптических характеристик, а также использование ряда новых эффектов в пленках КПЖК.

3. Экспериментальная часть.

3.1. Экспериментальная установка.

Экспериментальная установка по исследованию характеристик оптического пропускания ячеек на основе капсулированных полимером нематических жидких кристаллов состоит из звукового генератора, как источника внешнего переменного напряжения, исследуемого образца, светодиода в качестве источника излучения, фотодиода в качестве фотоприемника прошедшего через образец излучения и измерительного вольтметра.

3.2. Порядок выполнения работы.

- 1) Ознакомиться с электрооптическими эффектами в жидких кристаллах.
- 2) Ознакомиться с работой приборов экспериментальной установки (см. инструкции по эксплуатации приборов).
- 3) Включить приборы в сеть и дать им возможность прогреться.

- 5) Снять зависимости оптического пропускания КПНЖК-ячейки от переменного напряжения в интервале 0-60В при разных частотах питающего напряжения: 60Гц, 100Гц, 500Гц, 1 кГц и 5 кГц.
 - 6) Снять зависимость оптического пропускания КПНЖК-ячейки от частоты переменного напряжения (до 10 кГц) при 60 В.
- 5) После окончания измерений выключить приборы.
6) Построить графики по результатам измерений. Оценить время электрооптического отклика КПНЖК. Объяснить полученные данные.

Литература

1. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов.- М.: Наука, 1978.
2. Сонин А.С. Введение в физику жидких кристаллов. – М.: Наука, 1983.
3. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. 2-е изд. - – М.: Сов. Радио, 1989.
4. Ковальчук А.В., Курик М.В., Лаврентович О.Д. Капсулированные нематические жидкие кристаллы: новый класс устройств отображения информации.//Зарубежная радиоэлектроника. – 1089. - №5. С. 44 –58.
5. Жаркова Г.М., Сонин А.С. Электрооптические полимерные ЖК-композиаты.//Высокомолекулярные соединения. Серия Б. – 1993. – Т. 35.- №10. – С. 17-22.
6. Жаркова Г.М., Сонин А.С. Жидкокристаллические композиаты.- Новосибирск: ВО «Наука». Сибирская издательская фирма, 1994.
7. Kitzerow H. -S. Polymer-dispersed liquid crystals. From the nematic curvilinear aligned phase to ferroelectric films. //Liquid Crystals. – 1994. -V. 16. - N 1. – P. 1-31.
8. Klosowicz S.J., Zmija J. Optics and electro-optics of polymer – dispersed liquid crystals: physics, technology, and application. // Optical Engineering. –1995. - V. 34. - N 12. – P. 3440 –3450.
9. Crawford G.P., Doane J.W., Zumer S. Polymer dispersed Liquid crystals: nematic droplets and related systems. //In: Handbook of Liquid Crystal Research. - Collins P.J. and Patel J.S, Editors in Chief. - New York, Oxford : Oxford University Press, 1997, Chapter 10 (pp. 347 – 412).
10. Афонин О.А., Названов В.Ф. О характеристике пропускания капсулированных нематических жидких кристаллов. //ЖТФ.- 1990.- Т. 60.- Вып. 10. – С. 93- 98.
11. Афонин О.А., Названов В.Ф. Пропускание света дисперсными системами нематик/полимер NСАР- типа. // Письма в ЖТФ. – 2000. –Т. 26. – Вып. –11.- С. 1-9.
12. Aphonin O.A., Nazvanov V.F. Light transmission, linear dichroism and birefringence of nematic/polymer dispersions. //Liquid Crystals. - 1997. – V. 23. –N. 6. - P.845 –859.
13. Афонин О.А., Названов В.Ф. Влияние конечной азимутальной энергии поверхностного сцепления на переход Фредерикса в каплях нематика с биполярной структурой. //Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24. - № 11.- С. 87 –94.
14. Афонин О.А. Нестационарный электрооптический отклик жидкокристаллических композитов. – 1999.- Т. 66. - № 6. – С. 112 –117.
15. Афонин О.А. Ориентационные эффекты при рассеянии света в дисперсных системах нематический жидкий кристалл – полимер//Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.- Саратов, СГУ, 1998.
16. Kelly J.R., Wu W. Multiple scattering effects in polymer dispersed liquid crystals. //Liquid Crystals. –1993. - V. 14. - N 6. – P. 1683-1694.
17. Neijzen J.H.M., Boots H.M.J., Paulissen F.A.M.A., Van Der Mark M.B., Cornelissen H. J. //Multiple scattering of light from polymer dispersed liquid crystal material. //Liquid Crystals. – 1997. – V. 22. - N 3. –P. 255-264.
18. Loiko V.A., Berdnik V.V. Investigation of multiple scattering in polymer-dispersed liquid crystal films on the base of radiative transfer equation. //Mol.Cryst. Liq. Cryst. –2002. - V. 375. –P. 511-523.
19. Loiko V.A., Berdnik V.V. Multiple scattering in polymer dispersed liquid crystal films. //Liquid Crystals. –2002. - V. 29. – N 7. –P. 921-928.
20. Ермаков О.Н. Прикладная оптоэлектроника.-М.:Техносфера, 2004.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1 (к лабораторной работе № 1).
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ. АНАЛИЗ
РАБОТЫ ФОТОРЕЗИСТОРА ПРИ СВЧ СМЕЩЕНИИ.

Содержание.

1. Особенности метода СВЧ питания фоторезисторов.
2. О шумах фоторезистора, питаемого СВЧ полем.
3. О технической стороне СВЧ метода регистрации фотопроводимости.
 - а) Связь изменения добротности резонатора с изменением проводимости полупроводника.
 - б) Анализ СВЧ схем для измерения фотопроводимости полупроводников.
4. Коэффициент усиления по фототоку и произведение коэффициента усиления на ширину полосы пропускания для фоторезистора, питаемого СВЧ полем.

1. Особенности метода СВЧ питания фоторезисторов.

Метод СВЧ питания фоторезисторов, впервые предложенный Курбатовым Л.Н. и Ерофейчевым В.Г. [1,2], широко используется при исследовании фотопроводимости и различных параметров (времена жизни и подвижности носителей заряда, объемные, поверхностные, барьерные свойства) полупроводников (см. работы [3-22]). Это объясняется тем, что он обладает рядом известных преимуществ по сравнению с методами измерения на постоянном токе. Достоинством данного метода является его «бесконтактность». Следовательно, отпадает необходимость изготовления омических контактов к исследуемым образцам, что весьма удобно при изучении новых и охлаждаемых до низких температур материалов, в особенности сложного состава (например, композитов), и что, кроме того, устраняет один из источников избыточного шума. СВЧ метод дает возможность разделения объемных и поверхностных эффектов в исследуемых материалах. Главным недостатком СВЧ методов измерения параметров фотопроводников является их относительная сложность.

Исследователей привлекают и другие принципиальные особенности СВЧ питания фотопроводников, которые выявились в связи с разработкой и изучением эффективных приемников лазерного излучения на основе полупроводников (см. работы [5, 23-46]).

Вообще говоря, фотоответ фоторезистора одинаков, независимо от того, питается ли фоторезистор постоянным или переменным напряжением. Это можно видеть из феноменологического выражения для номинального фототока, создаваемого фоторезистором (при модулированном излучении):

$$I_f = \eta e m F_s \mu V_0 \tau / \sqrt{(1 + \omega^2 \tau^2)} L^2 = \eta e m F_s G / \sqrt{(1 + \omega^2 \tau^2)} \dots (П.1)$$

Здесь I_f - номинальный ток, возникающий при освещении фоторезистора световым потоком интенсивности F_s (фотонов в сек), модулированным с частотой ω (при глубине модуляции m), η - квантовая эффективность, τ - время жизни, μ - подвижность носителей заряда, V_0 - напряжение питания, G - коэффициент усиления по току:

$$G = \mu \tau V_0 / L^2 = \tau / T_r \dots \dots \dots (П.2)$$

Согласно соотношению (П.1) фотовозбужденный заряд пропорционален произведению потока фотонов на время жизни носителей заряда, а номинальный фототок равен произведению этого заряда на величину, обратную времени переноса носителей T_r (см. соотношение (П.2)).

При постоянном питании фоторезистора с омическими контактами увеличение коэффициента усиления G (уменьшение времени переноса T_r) ограничивается моментом появления токов, ограниченных объемным (пространственным) зарядом (ТООЗ), если не считать явлений ударной ионизации и диэлектрического пробоя. Инъекции или экстракции носителей заряда из контакта трудно избежать при больших напряжениях на образце, особенно в случае высокоомных фотопроводников [47, 48].

Использование СВЧ поля позволяет исключить инжекционные явления (либо вытягивание неосновных носителей заряда) и в принципе снять указанное ограничение для получения максимального значения G [24,25]. В этом заключается еще одно реальное преимущество ВЧ смещения.

Интересно рассматривать два рода фотопроводников.

Для фотопроводников с подвижными носителями одного типа случай ВЧ питания в принципе не отличается от случая питания постоянным напряжением, за исключением того факта, что при переменном смещении уже не существует ограничения усиления эффектами объемного заряда, так как в этом случае нет омических

контактов, ответственных за инжекцию носителей заряда. Действительно, в высокоомных фотопроводниках (например, типа CdS) неосновные носители заряда являются практически неподвижными, находясь на центрах захвата, и не уходят (не вытягиваются ВЧ полем) из образца вплоть до рекомбинации с основными носителями заряда. Поэтому и в случае ВЧ питания для коэффициента усиления справедливо выражение (II.2), где время переноса T_r уже не ограничивается эффектами ТООЗ. Таким образом, высокоомные фотопроводники при СВЧ питании могут иметь большую величину произведения коэффициента усиления на полосу частот.

В фотопроводниках с двумя типами подвижных носителей заряда максимальное усиление G при постоянном смещении ограничивается моментом вытягивания неосновных носителей заряда, когда $\tau_p = \tau_n = T_{rp}$ [47].

Рассмотрим случай ВЧ смещения. Если частота питания такова, что

$$f_0 > 1/2\pi T_r, \quad (II.3)$$

где T_r - время переноса неосновных носителей заряда, то электрическое поле изменит направление прежде, чем неосновные носители успеют достигнуть контактов образца, и пары носителей будут осциллировать внутри него (что равносильно локализации пары носителей ловушкой или барьером р-п-перехода в фототранзисторе). В этом случае время жизни носителей (пары) будет определяться лишь механизмами объемной и поверхностной рекомбинации. Следовательно, в данном случае можно получить большой коэффициент усиления:

$$G < f_0 2\pi\tau. \quad (II.4)$$

Тогда для произведения $G\Delta B_f$ будем иметь:

$$G\Delta B_0 < f_0. \quad (II.5)$$

Таким образом, при СВЧ смещении фактором, ограничивающим величину произведения коэффициента усиления по току на ширину полосы пропускания, является частота смещения (при заданной величине электрического поля внутри образца). Максимальная величина электрического поля определяется верхним пределом дрейфовой скорости носителей заряда в образце.

Отсюда следует, что при использовании полупроводниковых материалов с большими временами жизни неосновных носителей заряда метод СВЧ питания позволяет получить большее значение произведения $G\Delta B_f$, чем в случае постоянного питания [24,25]. Можно, по-видимому, сказать, что этот случай СВЧ питания аналогичен случаю питания постоянным напряжением

фотопроводника с двумя типами подвижных носителей заряда, когда оба типа носителей пополняются из электродов, однако без какого-либо ограничения эффектами объемного заряда.

Размеры образцов при СВЧ питании (фоторезистор в резонаторе) должны быть малы по сравнению с длиной СВЧ волны и глубиной скин-слоя

$$s = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}, \dots\dots\dots(II.6)$$

где σ - проводимость материала фоторезистивного образца, ω - СВЧ частота, c - скорость света.

Это рассмотрение (для высокоомных полупроводников) справедливо для частот ВЧ поля, превышающих обратное время диэлектрической релаксации (для исключения эффекта экранирования свободными носителями) и меньше обратного времени рассеяния (релаксации) на решетке (условие квазистационарности взаимодействия СВЧ излучения с носителями заряда).

2. О шумах фоторезистора, питаемого СВЧ полем

Из указанных работ [5, 23-46] вытекает, что в качестве типичного демодулятора света на основе фоторезистора, питаемого СВЧ полем, можно представить себе небольшой образец высокоомного полупроводника, помещенный в область сильного электрического поля настроенного СВЧ резонатора. При освещении фоторезистора модулированным по интенсивности светом модулируется его сопротивление, и, следовательно, модулируется добротность резонатора, в результате чего на выходе резонатора (проходного) появляется СВЧ сигнал, промодулированный частотой модуляции света.

Интересно рассмотреть шумовые свойства такого устройства. Если отвлечься от СВЧ схемы, то шумовые свойства такого демодулятора будут определяться шумами полупроводникового фоторезистора, которые имеют различную природу. В свете классификации типов шумов в фоторезисторе шумы описываемого демодулятора света (фоторезистор в резонаторе) будут определяться преимущественно теми видами шумов фоторезистора, которые возникают вследствие флуктуации концентрации носителей заряда в образце. В основном они будут определяться генерационно-рекомбинационным шумом фоторезистора. Действительно, при емкостной связи фоторезистора с СВЧ схемой часть избыточного шума - контактный шум, связанный с концевыми контактами, - исключается. Другая часть избыточного шума, связанная с поверхностью образца, при соответствующей технологии приготовления может быть малой и

вряд ли будет превышать величину генерационно-рекомбинационного шума, в особенности при больших частотах модуляции света. Действительно, эксперименты показывают, что применение СВЧ смещения позволяет реализовать пороговую чувствительность фотоприемников, ограниченную генерационно-рекомбинационным шумом. Анализ проблемы показывает, что для достижения фотоприемником с СВЧ смещением идеального порога чувствительности, определяемого квантовыми шумами сигнала (режим ограничения фоном), нет ни теоретических, ни существенных практических ограничений [32,33, 35 - 39].

Вполне очевидно, что в связи с этим к СВЧ схеме предъявляются очень высокие требования по обеспечению максимальной чувствительности описываемого демодулятора света.

3. О технической стороне СВЧ метода регистрации фотопроводимости.

Техническая сторона рассматриваемого СВЧ метода регистрации фотопроводимости во многом сходна с таковой метода исследования электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [49].

В ряде работ, посвященных радиоспектроскопам ЭПР, анализируются различные схемы и вопросы чувствительности метода, связанные с типом усилительной схемы, типом резонатора и согласованием его с СВЧ трактом, режимом детектирования и регистрации сигнала, влиянием шумов схемы различного рода и т.д.

Эти результаты практически полностью переносятся и на случай СВЧ измерения фотопроводимости при условии однородной генерации светом носителей заряда в объеме полупроводникового образца. При условии же неоднородного возбуждения фотоносителей, например, при сильном поглощении света в образце, требуется специальное рассмотрение вопроса о выборе размеров и расположения образца в резонаторе и типа самого СВЧ резонатора, а также вопроса о расчете абсолютной величины фотопроводимости [5, 5a].

Прежде чем перейти к анализу СВЧ схем, рассмотрим общее соотношение, связывающее изменение добротности резонатора ΔQ с изменением проводимости полупроводника под действием света $\Delta\sigma$ при условии однородного возбуждения носителей в образце.

3а) Связь изменения добротности резонатора ΔQ с изменением проводимости полупроводника $\Delta\sigma$.

Добротность пустого (или заполненного воздухом, $\varepsilon = 1$) резонатора Q_0 выражается [50] формулой

$$Q_0 = \omega W / P, \tag{II. 7}$$

где ω – резонансная частота, P – мощность потерь в резонаторе, W – энергия, запасенная в резонаторе:

$$W = \int_{V_p} \varepsilon E^2 dV$$

Резонатор с образцом в темноте. При внесении полупроводникового образца в резонатор добротность изменяется за счет небольших изменений ω , W и P , так что добротность резонатора с образцом (в темноте) будет иметь вид:

$$Q_1 = (\omega_0 + \Delta\omega)(W + \Delta W) / (P + \Delta P). \tag{II. 8}$$

Вычитая $1/Q_0$ из $1/Q_1$, на основании формул (II.7) и (II.8) получим:

$$(1/Q_1 - 1/Q_0) \omega_0 W = (P + \Delta P) / (1 + \Delta\omega/\omega_0)(1 + \Delta W/W) - P. \tag{II.9}$$

Если объем внесенного образца значительно меньше объема резонатора, то изменениями частоты и запасенной энергии в выражении (II.9) можно пренебречь, то есть считать, что (согласно теории малых возмущений [50]) $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$, $\Delta W/W \ll 1$. Тогда для изменения добротности резонатора получим:

$$(1/Q_1 - 1/Q_0) \omega_0 W = \Delta P, \tag{II.10}$$

где ΔP – изменение мощности потерь в резонаторе за счет внесения полупроводникового образца. Это изменение можно выразить в виде:

$$\Delta P = \int_V \sigma_0 E_s^2 dV \dots \dots \dots (II.11).$$

Здесь V – объем образца, E_s – электрическое поле в образце полупроводника при запасенной энергии в резонаторе W :

$$E_s = \delta E, \tag{II. 12}$$

где δ – коэффициент деполяризации. Соотношение (II.11) можно переписать с учетом (II.12) в виде

$$\Delta P = \int_V \sigma_0 \delta^2 E^2 dV \dots \dots \dots (II.13).$$

На основании формул (II.7) и (II.13) уравнение (II.10) примет другой вид:

$$(1/Q_1 - 1/Q_0) = \sigma_0 \delta^2 \int_V E^2 dV / \omega_0 \int_{V_p} E^2 dV \dots \dots (II.14)$$

Это уравнение можно написать и в другой форме:

$$(1/Q_1 - 1/Q_0) = \sigma_0 \delta^2 V E^2 / \omega_0 W \dots\dots\dots (П.15)$$

Резонатор с образцом при освещении светом

При освещении образца его проводимость станет равной

$$\sigma(I) = \sigma_0 + \Delta\sigma(I) \quad (П. 16)$$

и, следовательно, за счет изменения проводимости $\Delta\sigma(I)$ возрастает мощность потерь на величину $\Delta P(I)$ (при предположении, что свет меняет только активную проводимость образца).

Пренебрегая снова изменениями частоты (возможными как за счет изменения проводимости $\Delta\sigma$, так и изменения диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ образца вследствие фотодиэлектрического эффекта) и запасенной энергии W , для изменения добротности с образцом Q_1 получим:

$$(1/Q_2 - 1/Q_1) = \int_V \Delta\sigma(I) \delta^2 E^2 dV / \omega_0 W \dots\dots\dots (П.17)$$

Здесь Q_2 - добротность резонатора с образцом при освещении. Если изменение $\Delta\sigma(I)$ однородно по объему образца, то

$$(1/Q_2 - 1/Q_1) = \Delta\sigma(I) V \delta^2 E^2 / \omega_0 W \dots\dots\dots (П.18)$$

Следовательно, изменение добротности резонатора с образцом можно выразить в виде:

$$(Q_1 - Q_2) / Q_2 = \Delta Q(I) / Q_2 = \Delta\sigma(I) V \delta^2 E^2 Q_1 / \omega_0 W \dots\dots\dots (П.19)$$

При учете формулы (П.15) выражение (П.19) примет вид:

$$\Delta Q(I) / Q_2 = \Delta\sigma(I) / \omega_0 (W / Q_0 V \delta^2 E^2 + \sigma_0 / \omega_0) \dots\dots\dots (П.20)$$

Можно допустить два случая потерь в образце.

1) Потери в образце малы:

$$\sigma_0 / \omega_0 \leq W / Q_0 V \delta^2 E^2.$$

Тогда

$$\Delta Q(I) / Q_2 = \Delta\sigma(I) V \delta^2 E^2 Q_0 / \omega_0 W \dots\dots\dots (П.21)$$

2) Потери в образце велики:

$$\sigma_0 / \omega_0 \geq W / Q_0 V \delta^2 E^2.$$

В этом случае

$$\Delta Q(I) / Q_2 = \Delta\sigma(I) / \sigma_0. \quad (П.22)$$

При условии справедливости наших допущений эти соотношения будут применимы, по-видимому, для любой формы резонатора.

В эти формулы можно подставить значения $\Delta\sigma$, выраженные через интенсивность света и параметры полупроводникового образца.

Если на образец падает амплитудно-модулированный оптический сигнал вида $m F_s \cos \omega t$, где m – коэффициент (глубина) модуляции, F_s - интенсивность света (фотоны/сек), ω - частота модуляции, то изменение проводимости образца с одним типом подвижных носителей заряда будет равно

$$\Delta\sigma = (e \eta m F_s \mu \tau / V) \cos \omega t, \quad (П.23)$$

где V – объем образца. Здесь предполагается, что частота ω мала по сравнению с $1/\tau$.

Уравнение (П.23) можно обобщить для случая полупроводников с двумя типами подвижных носителей заряда (случая биполярной проводимости):

$$\Delta\sigma = e \eta m F_s (\mu_1 \tau_1 + \mu_2 \tau_2) \cos \omega t, \quad (П.24)$$

где индексы 1 и 2 относятся к разным типам подвижных носителей заряда.

3б) Анализ СВЧ схем для измерения фотопроводимости полупроводников.

Как уже было сказано, техническая сторона описываемого СВЧ метода во многом сходна с таковой метода исследования электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [49].

Поэтому в данном разделе мы лишь кратко остановимся на основных СВЧ схемах, пригодных для исследования фотопроводимости:

- 1) схемы с проходным резонатором;
 - 2) схемы с отражательным резонатором;
 - 3) схемы с супергетеродинамированием;
 - 4) схемы с СВЧ генераторами, работающими в автодинном режиме.
- Схема с проходным резонатором.* В схеме с проходным резонатором изменение добротности резонатора приводит к изменению уровня энергии, проходящей через резонатор к СВЧ детектору (диоду). Эта схема является простейшей из всех указанных схем. Она обладает наименьшей чувствительностью к нестабильностям всевозможного происхождения, вызывающим

взаимную расстройку источника СВЧ энергии и резонатора. Её недостаток состоит в том, что она не позволяет осуществлять независимую регулировку уровня мощности СВЧ колебаний P_d , поглощаемой детектором, и мощности P_o , отдаваемой СВЧ генератором, вследствие чего шум-фактор этой схемы оптимален лишь при определенной величине мощности P_o . Эту схему можно рекомендовать в тех случаях, когда при измерениях требуется максимальная надежность и простота.

Схема с отражательным резонатором. В данной схеме используется зависимость коэффициента отражения резонатора от его затухания (см. рис.П.1).

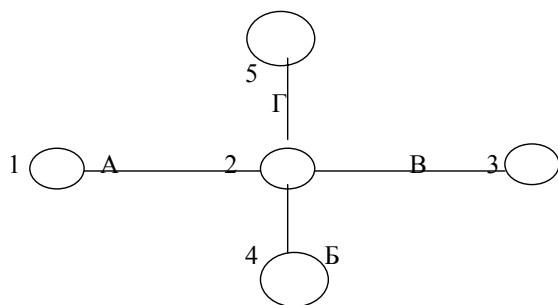


Рис.П.1. Схема СВЧ установки с отражательным резонатором. 1- СВЧ генератор, 2 –волноводный мост,3 – СВЧ детектор, 4 – резонатор с образцом, 5 – поглощающая нагрузка, А,Б, В и Г - плечи волноводного моста.

Резонатор подключается к одному из плеч волноводного моста, в качестве которого используется либо двойной магический Т-тройник, либо гибридное кольцо. Энергия СВЧ генератора, поступающая в плечо А, делится пополам между плечами Б и Г. Та часть энергии, которая поступает в плечо Г, поглощается нагрузкой. Энергия, поступающая в плечо Б, частично отражается от резонатора. Отраженная энергия возвращается к разветвлению, где делится поровну между плечами А и В. В плече А эта энергия поглощается генератором, который предполагается согласованным с волноводом. В плече В энергия поглощается СВЧ детектором, который также согласован с волноводом.

Схемы с проходным и отражательным резонатором полностью эквивалентны в отношении величины полезного сигнала на выходе СВЧ детектора при условии, что параметры детекторов в обоих

случаях одинаковы, а параметры связи резонатора с волноводом для каждой схемы соответственно выбраны оптимальными.

С точки зрения возможности подбора оптимального уровня мощности P_o схема с отражательным резонатором обладает большей гибкостью по сравнению со схемой с проходным резонатором. В этой схеме для того, чтобы иметь возможность регулировать уровень мощности P_o , в плечо Г волноводного моста вместо поглотителя можно включить устройство, позволяющее менять амплитуду и фазу отраженных от этого плеча колебаний.

Поэтому, если необходимо, чтобы схема позволяла в очень широких пределах менять мощность, поступающую от СВЧ источника в резонатор, и если требования к чувствительности измерительной схемы очень высоки, то целесообразно использовать схему с СВЧ балансом. Однако следует иметь в виду, что при увеличении мощности P_o может потребоваться высокая степень балансировки волноводного моста (особенно при использовании супергетеродинного приемника). В этом случае может возникнуть очень сложная задача обеспечения высокой стабильности взаимной настройки СВЧ генератора и рабочего резонатора [49].

В качестве СВЧ детектора в рассмотренных схемах при изучении фотопроводимости применяются полупроводниковые диоды. Следует отметить, что чувствительность СВЧ методов в значительной мере зависит от параметров этих диодов. Параметры полупроводниковых детекторов сильно зависят от уровня поглощаемой ими мощности СВЧ колебаний P_d . Коэффициент преобразования детекторов G_d с увеличением мощности P_d до величины порядка 0,00001Вт довольно быстро растет. Вследствие этого, по крайней мере для $P_d \leq 10^{-5}$ Вт, имеет место линейная зависимость выходного напряжения U_d от поглощенной детектором мощности:

$$U_d = \gamma P_d, \quad (П. 25)$$

где $\gamma = \text{const}$. Этот участок характеристики детектора называть квадратичным, поскольку на рассматриваемом участке характеристики выходное напряжение детектора, как видно из формулы (П.25), пропорционально квадрату входного. При увеличении P_d (выше 10^{-4} Вт) рост коэффициента преобразования детектора замедляется и приближается к некоторому пределу. Для этого участка характеристики (линейный участок) с достаточной для практики точностью справедлива формула (П.25), где $G_d = \text{const}$.

От величины P_d довольно сильно зависит также и уровень шума в детекторе. Шум полупроводникового СВЧ детектора состоит в основном из двух составляющих –теплового и избыточного.

Спектральная плотность избыточного шума с уменьшением частоты возрастает. Кроме того, величина избыточного шума возрастает с увеличением поглощаемой детектором мощности СВЧ колебаний. Следует также указать ещё один вид шума полупроводникового детектора — «частотный» шум, который возникает вследствие флуктуации частоты генератора или механической вибрации элементов схемы (флуктуации $\Delta\omega/\omega$). Указанные виды шумов СВЧ детектора хорошо описаны в литературе[49].

Схемы с супергетеродинамированием. В СВЧ схемах при измерении фотопроводимости можно применять также СВЧ детекторы с преобразованием частоты (супергетеродинные смесители). В этом случае в схему СВЧ детектора входит вспомогательный источник СВЧ энергии – гетеродин. На полупроводниковые диоды смесителя поступают одновременно колебания сигнала и гетеродина. В результате смещения этих колебаний на выходе смесителя получается сигнал с промежуточной частотой колебаний f_{np} , равный разности частот гетеродина и основного источника. Дальнейшее усиление сигнала производится усилителем промежуточной частоты (УПЧ), настроенным на частоту f_{np} . Оптимальный режим диодов смесителя устанавливается регулировкой уровня СВЧ энергии, поступающей на диоды от гетеродина.

Основным достоинством супергетеродинного СВЧ приемника является то, что величина промежуточной частоты может быть взята очень высокой (порядка 30 МГц и выше), в результате чего уровень избыточного шума диода может быть сделан очень низким.

Следует, однако, заключить, что поскольку требования к стабильности взаимной настройки особенно высоки для схемы с супергетеродинамированием, то последнюю схему лучше всего применять лишь в случае, если величина P_0 не превышает 1 мВт[49].

В рассмотренных ранее схемах в качестве СВЧ генератора можно использовать полупроводниковые генераторы Ганна[30,31]. Источник электромагнитных колебаний, являющийся генератором Ганна и имеющий частоту, близкую к частоте резонатора, также помещается в резонаторе. Изменение добротности резонатора при изменении освещенности фотопроводника может регистрироваться либо по изменению мощности электромагнитного поля, либо по изменению силы постоянного тока, питающего генератор Ганна (автодинный режим)[44-46].

Схемы с СВЧ генераторами, работающими в автодинном режиме. Как было показано ранее, практическая реализация достоинств метода СВЧ смещения фоторезистора требует существенного усложнения схемы фотоприемника: необходимы отдельный СВЧ генератор, отдельный резонатор с фоторезистивным

образцом, элементы развязки и согласования СВЧ тракта, использование схем подавления шумов СВЧ генератора[51], стабилизация и автоподстройка частоты [24,37] ещё больше усложняет такой фотоприемник и ограничивает его широкое применение.

Указанные недостатки в значительной мере устраняются в схеме с СВЧ генератором, работающим в автодинном режиме, для применения в автодинном фоторезисторном приемнике (АФП)[38-41]. Полезный эффект АФП заключается в модуляции параметров выходного сигнала СВЧ генератора при поглощении оптического излучения фоторезистивным образцом, конструктивно являющимся частью генератора. Модуляция параметров возникает из-за модуляции добротности резонатора генератора вследствие изменения проводимости находящегося в нем фоточувствительного образца.

Использование твердотельных СВЧ генераторов на диодах Ганна [30,31,44-46] значительно упрощает схему АФП, повышает надежность и уменьшает габариты.

Следует добавить, что применение СВЧ генераторов на диодах Ганна в автодинном режиме применяется также и для измерения различных параметров диэлектриков [52,53].

3. Коэффициент усиления по фототоку и произведение коэффициента усиления на ширину полосы пропускания для фоторезистора, питаемого СВЧ полем.

Как мы уже отмечали ранее при анализе СВЧ схем, схемы и с проходным, и с отражательным резонатором эквивалентны в отношении величины полезного сигнала на выходе СВЧ детектора, если параметры детекторов в обоих случаях одинаковы, а параметры связи резонаторов с волноводом для каждой схемы соответственно выбраны оптимальными. Действительно, при этих условиях изменение напряжения детектора, вызванное изменением затухания d , (то есть добротности, поскольку $d=1/Q$) равно:

$$\Delta U_d = \sqrt{G_d P_0 R_d} \Delta d / 4d \dots\dots\dots (П.26)$$

или

$$\Delta U_d = \sqrt{G_d P_0 R_d} \frac{\Delta Q}{4Q} \dots\dots\dots (П.27)$$

Поэтому наш анализ будет справедлив для обеих схем.

Подставим в выражение (II.27) вместо $\Delta Q/Q$ значение, даваемое формулой (II.21) для случая малых потерь в образце. Тогда

$$\Delta U_d = \sqrt{G_d P_o R_d} \Delta \sigma V \delta^2 E^2 Q_o / 4 \omega_0 W \dots\dots\dots (II.28)$$

Учитывая выражение (II.23) для $\Delta \sigma$ в случае, когда на образец падает амплитудно-модулированный сигнал вида $m F_s \cos \omega t$, изменение напряжения детектора можно записать в виде:

$$\Delta U_d = \frac{1}{4} \sqrt{G_d P_o R_d} e \eta m F_s \mu \tau \delta^2 E^2 Q_o \cos \omega t / \omega_0 W \dots\dots\dots (II.29)$$

Здесь предполагается, что частота модуляции света ω мала по сравнению с $1/\tau$, а также с полосой частот резонатора Δf_o (шириной резонансной кривой, измеренной на уровне половины мощности).

Для фототока I_{ph} через сопротивление детектора R_d можно написать соотношение

$$I_{ph} = \Delta U_d / R_d, \quad (II.30)$$

которое на основании формулы (II.29) примет вид:

$$I_{ph} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{G_d P_o}{R_d}} e \eta m F_s \mu \tau \delta^2 E^2 Q_o \cos \omega t / \omega_0 W = I_s \cos \omega t, \dots\dots\dots (II.31)$$

где

$$I_s = \frac{1}{4} \sqrt{G_d P_o / R_d} e \eta m F_s \mu \tau \delta^2 E^2 Q_o / \omega_0 W \dots\dots\dots (II.32)$$

На основании соотношения (II.32) можно записать выражение для коэффициента усиления по фототоку фоторезистора в функции от падающей СВЧ мощности P_o , добротности резонатора Q_o и параметров полупроводникового образца:

$$G = I_s / e \eta m F_s = \frac{1}{4} \sqrt{G_d P_o / R_d} \mu \tau \delta^2 E^2 Q_o / \omega_0 W \dots\dots\dots (II.33)$$

Коэффициент усиления G можно выразить через полосу частот Δf_o нагруженного резонатора при использовании соотношений [50]

$Q_o = \omega_o / \Delta \omega = f_o / \Delta f_o$ и $P_o = 2 \pi \Delta f_o W$, справедливых при оптимальной связи.

Подстановка этих значений в уравнение (II.33) дает:

Если в соответствии с работой [24] ввести выражение для дрейфовой скорости носителей заряда (для случая одного типа подвижных носителей)

$$v_D = \mu E_s = \mu \delta^2 E, \dots\dots\dots (II.35)$$

То выражение (II.34) для коэффициента усиления G по фототоку примет вид:

$$G = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{G_d}{R_d}} v_D \tau \delta E / \sqrt{2 \pi \Delta f_o W} \dots\dots\dots (II.36)$$

Тогда для произведения коэффициента усиления G на ширину полосы пропускания фоторезистора $\Delta B_o = 1/2 \pi \tau$ получим соотношение:

$$G \Delta B_o = \sqrt{G_d / R_d} \delta v_D E / 8 \pi \sqrt{2 \pi \Delta f_o W}, \dots\dots\dots (II.37)$$

верхний теоретический предел которого равен [24,25]

$$G \Delta B_o \leq \delta v_D E / 2 \pi \sqrt{2 \pi \Delta f_o R_d W} \dots\dots\dots (II.38)$$

Здесь v_D - максимальная дрейфовая скорость (насыщения) носителей заряда.

Следует ещё раз заметить, что полученные соотношения справедливы при следующих условиях:

- 1) СВЧ генератор настроен на резонансную частоту резонатора ω_o ;
- 2) частота модуляции света ω меньше $1/\tau$ и половины полосы частот резонатора $\Delta f_o/2$;
- 3) время переноса носителей заряда больше половины периода СВЧ колебаний (отсутствие эффекта вытягивания носителей из образца);
- 4) время релаксации τ_{rel} больше $1/\omega_o$;
- 5) потери в образце малы.

Для случая биполярной фотопроводимости (двух типов подвижных носителей заряда) эффективный коэффициент усиления по фототоку фоторезистора с СВЧ смещением описывается [26] выражением

$$G = \frac{1}{2 \sqrt{2}} \sqrt{R_s / R} (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) E (1 - \mu_a E / \pi f_o L / L), \dots\dots\dots (II.39)$$

где μ_a - амбиполярная подвижность носителей заряда, R_s - сопротивление образца, R - входное сопротивление усилителя, f_o - частота возбуждения, L - длина образца, E - поле.

В заключение ещё раз отметим, что для достижения фотоприемником с СВЧ смещением идеального порога чувствительности, определяемого квантовыми шумами сигнала, нет ни теоретических, ни, по-видимому, существенных практических ограничений [30-37].

Использование твердотельных СВЧ генераторов на основе диодов Ганна, работающих в автодинном режиме, для создания автодинных фоторезисторных приемников (АФП) значительно упрощает схему АФП, повышает надежность и уменьшает габариты [30,31, 44-46].

Список литературы:

1. Ерофейчев В.Г., Курбатов Л.Н. Регистрация фотопроводимости сернистого свинца по поглощению микроволн. // В книге: Фотоэлектрические и оптические явления в полупроводниках. Труды Первого Всесоюзного совещания по фотоэлектрическим и оптическим явлениям в полупроводниках. - Киев: Изд. АН УССР, 1959, стр.213.
2. Ерофейчев В.Г., Курбатов Л.Н. Электропроводность и диэлектрическая проницаемость слоев сульфида свинца при частоте 10^{10} Гц. // В сб. статей: Физика твердого тела. - М.-Л.: Изд. АН СССР, 1959, том 1, стр. 133.
3. Усанов Д.А. СВЧ методы измерения параметров полупроводников. Учебное пособие для студентов физического факультета. - Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1985.
4. Шеппард А.П. Определение свойств освещенных фотопроводников с помощью СВЧ излучения. // ТИИЭР.-1965. -Т. 53.-№8.-С. 1309.
5. Мейлихов Е.З. Измерение фотопроводимости полупроводников на сверхвысоких частотах. // Изв. вузов. Физика.-1966.- №3.-С.83.
- 5а. Кошелев О.Г., Гусева Е.А. Метод определения распределения фотопроводимости и времени ее релаксации по толщине полупроводниковых пластин. // Вестник Московского ун-та. -2007.- Серия 3. Физика. Астрономия.- №3.- С. 63-67.
6. Kalikstein K., Kramer B., and Gelfman S. Investigation of photoconductivity in ZnS and CdS phosphors with microwave methods. // J. Appl. Physics. - 1968. -V.39. - №9. - PP. 4252 – 4256.
7. Herzfeld P.R. and Dodson D. Microwave-biased photoconductivity experiments using microwave-integrated – circuit techniques. // Appl. Phys. Letters. - 1971. - V. 19. - N 7. - PP. 223 –225.
8. Herzfeld P.R., Hanlon L.R. DC and microwave-biased photoconductive response in CdS crystals. // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. - 1973. - V. 21. - N 2. - PP. 109 – 110.
9. Dixon S., Jr. Giordano R.F., Jacobs H. Semiconductor conductivity measurements using a high-sensitivity microwave technique. // J. Appl. Phys. -1974. - V. 45. - N 6.- PP. 2570 –2578.
10. Данилов Г.Н., Детинко М.В., Медведев Ю.В., Свирякина А.Ф. СВЧ резонаторный метод измерения удельного сопротивления и

- толщины эпитаксиальных пленок. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ.- М.: ЦНИИ «Электроника».- 1982.- Вып.6.- С. 16.
11. Ахманаев В.Б., Детинко М.В., Медведев Ю.В., Петров А.С., Сафронов А.И. Прибор для бесконтактного измерения удельного сопротивления эпитаксиальных пленок. // Электронная Промышленность.- 1983.- Вып.6(128).- С. 48.
 12. Kunst M., Beck G. The study of charge carrier kinetics in semiconductors by microwave conductivity measurements. // J. Appl. Phys.- 1986. -V. 60.- N 10. –PP. 3558 –3566.
 13. Медведев Ю.В., Петров А.С., Скрыльникова А.А. Устройство для бесконтактного локального определения подвижности свободных носителей заряда в полупроводниках. // ПТЭ. - 1988. -№1. -С.189 -190.
 14. Любимый В.Г., Артамонов В.В., Соловьев А.И. Измерение параметров подложек и структур GaAs на СВЧ в технологии изготовления полупроводниковых приборов и ИС. // Электронная техника. Сер. 6. Материалы. -М.: ЦНИИ «Электроника».- 1991. - Вып.2(256).- С. 27-32.
 15. Spada E.J., Rao V.R., Bhat I., Borrego J.M. Non-destructive characterization of HgCdTe using photoinduced microwave reflection. // Semicond. Sci. And Technol. -1993. -V.8. -N6S.- PP. 936 –940.
 16. Meurer B., Deruelle T., Guidner Y., Vieren J.P., Rick M., Von Klitzing K., Eber K., Ploog K. Microwave photoconductivity in widely tunable antidot arrays. // Phys. Rev. B. -1994. - V. 49. - N23. - PP.16813 –16816.
 17. Swiatkowski C., Sanders A., Buhre K.-D., Kunst M. Charge-carrier kinetics in semiconductors by microwave conductivity measurements. // J. Appl. Phys. – 1995. - V. 78. - N 3. -PP. 1763 –1775.
 18. Корнилович А.А., Студеникин С.А., Булдыгин А.Ф. СВЧ-установка для бесконтактного определения концентрации носителей заряда в полупроводниковых структурах по эффекту Шубникова - де Гааза. // Приборы и Техника Эксперимента. – 1996.-№2.- С. 131 –132.
 19. Subramanian V., Sobhanadri J. Study of microwave transient photoconductivity on single and polysilicon using cavity perturbation technique. // Jap. J. Appl. Phys. Pt. 1. –1996. - V. 35. – N 5A. - PP. 2839- 2844.
 20. Константинова Е.А., Тимошенко, Кашкаров П.К., Кытин В.Г., Гайворонский В.Я., Porteanu H, Dittrich Th., Koch F. Микроволновая фотопроводимость в нанокристаллическом пористом оксиде титана при импульсном лазерном возбуждении. // ФТП. - 2002. – Т. 36. - Вып. 3. - С. 338 – 343.

21. Сермакшева Н.Л.Б Новиков Г.Ф., Шульга Ю.М., Семенов В.Н. СВЧ фотопроводимость и фотодиэлектрический эффект в тонких пленках PbS, полученных из тиомочевинных координационных соединений. // ФТП.- 2004.- Т. 38.- Вып. 4.- С. 395–401
22. Бородавский П.А., Булдыгин А.Ф., Токарев А.С. Определение времени жизни неосновных носителей заряда в слитках кремния по релаксации фотопроводимости, измеренной на сверхвысоких частотах. // ФТП.- 2004.- Т. 38.- Вып. 9.- С. 1043–1049.
23. Росс М. Лазерные приемники.- М.: Мир, 1969.
24. Коммерс Г.С., Тейч В.Б. Демодуляция широкополосных слабых оптических сигналов при помощи полупроводников. Часть II: анализ работы детектора на фотосопротивлении. ТИИЭР.- 1964. – Т.52.- №2. –С.150
25. Коммерс Г.С., Гетчелл Е.К. Демодуляция широкополосных слабых оптических сигналов при помощи полупроводников. Часть III: экспериментальное исследование приемников излучения на фотосопротивлении.//ТИИЭР. –1966. –Т. 54. -№11. - С. 58.
26. Петров А.С., Тюльков Г.И. Высокочувствительный и малоинерционный фоторезисторный детектор света с СВЧ-смещением. //В сб.: Проблемы передачи информации лазерным излучением (тезисы докладов).- Киев: Наукова думка, 1968. С. 46.
27. Eddols D.V., Wright H.C. Photoconductivity due to localized excitation. // Brit. J. Appl.Phys. (J. Phys. D). Ser. 2 -1968. -V. 1. - N3. - PP. 371-373.
28. Eddols D.V., Wright H.C. Photocurrent gain in a.c. biased photoconductors. //Brit. J. Appl. Phys. Ser.2-1968. - V.1. -№11. - PP.1449-1457.
29. Eddols D.V., Knibb T.F. Q-band microwave-biased photoconductive detector. //Electronic Letters. - 1968. -V. 4. -N 16. -P.337-338.
30. Bass J.C., Eddols D.V., Knibb T.F. Microwave-biased photodetector system with an intergral Gunn-effect oscillator. // Electronic Letters. - 1968. - V.4.- N20.- PP. 429-430.
31. Bass J.C. Усовершенствованный фотоприемник. Англ. патент. Кл. НК (H01 15/06). № 1271077. Заявл 4.09.69. Опубл. 19.04.72.
32. Sun C., Walsh T.E. A solid-state microwave-biased photoconductive detector for 10.6 μm . //IEEE J.Quant. Electron. –1969. -V.QE-5. - N6. - PP. 320-321.
33. Sun C., Walsh T.E. Performance of broad-band microwave-biased extrinsic photoconductive detectors at 10.6 μm . // IEEE J. Quantum Electronics. –1970. - V. QE-6. - N 7. - PP.450-457.

34. Медведев Ю.В., Петров А.С. Анализ работы фоторезисторных приемников с СВЧ смещением.// Изв. Вузов. Физика. –1972 -№ 10.- С. 93-97.
35. Петров А.С. Пороговая чувствительность фоторезисторных приемников с СВЧ смещением. //Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. –1973.-№ 12. – С. 66-73.
36. Войцеховский А.В., Ланская О.Г., Лиленко Ю.В., Петров А.С. Пороговая чувствительность фоторезисторного приемника с СВЧ смещением на основе Ge:Au на $\lambda=10,6$ мкм. //Изв. вузов. Физика. –1974.-Вып.6.-С. 124-126.
37. Ерофейчев В.Г. Порог чувствительности фотоприемников с СВЧ смещением. //ФТП.-1975.-Т.9.-Вып.8.-С. 1629-1632.
38. Антонов В.В., Войцеховский А.В., Лиленко Ю.В., Ланская О.Г., Петров А.С. Фоторезисторный приемник с СВЧ-смещением на основе примесных полупроводниковых материалов.// Радиотехника и электроника. –1979.- Т. 24. – Вып. 5.-С. 1024 – 1030.
39. Muller J.-E., Hanke C. Noise performance of microwave-biased photoconductive detectors.//Infrared Physics.- 1979.-V.19.- PP.533-540.
40. Гершензон Е.М., Орлов Л.О., Шимичева Э.Л. Бесконтактный СВЧ-метод регистрации фотопроводимости полупроводников.//Вопросы радиофизики и спектроскопии. Труды II Межвузовской конференции пединститутов.- М.: Советское радио, 1966, вып. 2, стр.254.
41. Гершензон Е.М., Орлов Л.А. Индикация неравновесных процессов в полупроводниках при помощи регенеративных систем СВЧ. //ПТЭ.-1967.-№2.-С.185.
42. Медведев Ю.В., Раксина Ф.П., Попов Л.Н. Автодинный детектор оптических сигналов. // Радиотехника. –1978.-Т. 33.- №4. – с. 32 – 35.
43. Михеев Ю.С., Раксина Ф.П. Автодинный фоторезисторный детектор. //ПТЭ.-1984. - № 4.- С. 116 –117.
44. Трухан Э.М., Дерябкин В.Н., Скачков М.П. Простой метод регистрации фотопроводимости на сверхвысокой частоте. //ПТЭ.- 1976.-№3. –С. 227-229.
45. Докторович М.М., Шинкаренко В.Г. Сигнальные характеристики автодинного фоторезисторного приемника на генераторе Ганна. //Радиотехника и электроника.- 1982.-Т.27.- №5. –С. 1026 –1034.
46. Докторович М.М., Шинкаренко В.Г. Сигнальные характеристики автодинного фоторезисторного приемника на диоде Ганна при самодетектировании. // Радиотехника и электроника.- 1983.- Т. 28.- №2.- С. 380 –386.

47. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел.-М.: изд. ИЛ,1962.
48. Таубкин И.И., Тихонов В.Г., Эскин Ю.М. Усиление фототока в монокристаллических фоторезисторах с антизапорными контактами. //Микроэлектроника. –1975.-Т.4.- Вып.5.-С. 368-370.
49. Блюменфельд Л.А., Воеводский В.В., Семенов А.Г. Применение электронного парамагнитного резонанса в химии.- Новосибирск: Изд. СО АН СССР, 1962.
50. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах.- М.: Гос. изд-во физ.- мат.- лит-ры, 1963.
51. Лапатын Л.Г., Петров А.С. Подавление шумов генератора в фоторезисторных приемниках с СВЧ-смещением.// Электронная техника. Серия 1.- Электроника СВЧ.-1973.-Вып. 1.-С. 36.
52. Усанов Д.А., Вагарин А.Ю., Вениг С.Б. Использование детекторного эффекта в СВЧ генераторе на диоде Ганна для измерения параметров диэлектриков. // Дефектоскопия.- 1985. - №6. –С. 78-82.
53. Усанов Д.А., Скрипаль Ал. В., Скрипаль Ан. В. Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2003.