

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

Амосова Л.П., Комолов В.Л.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ И ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ
УСТРОЙСТВА ДЛЯ СИСТЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ
ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие



Санкт-Петербург
2014

Амосова Л.П., Комолов В.Л. Полупроводниковые и жидкокристаллические устройства для систем оптической обработки информации.
Учебное пособие. – СПб: НИУ ИТМО, 2014. – 122 с.

В пособии рассматриваются физические принципы работы элементарных оптоэлектронных устройств, позволяющих собрать принципиальную схему передачи, обработки, отображения и хранения информации. Первая часть курса посвящена фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках и принципам работы полупроводниковых барьерных структур, являющихся базовыми элементами оптоэлектронных приборов и устройств. Во второй части рассматриваются принципы устройства и работы пространственно-временных модуляторов оптического сигнала на жидких кристаллах как ключевых элементов систем оптической обработки информации, их основные параметры и электрооптические характеристики. Излагаются основы электрооптики жидких кристаллов. Пособие содержит описание лабораторных работ к дисциплине «Элементная база систем оптической обработки информации».

Пособие предназначено для бакалавров, обучающихся по направлению «200700 Фотоника и оптоинформатика» по профилям «Оптика наноструктур» и «Физика наноструктур».

Рекомендовано к изданию Ученым советом факультета Фотоники и оптоинформатики. Протокол № 8 от 30.10.13.



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2014.

© Амосова Л.П., Комолов В.Л., 2014.

СОДЕРЖАНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	6
 РАЗДЕЛ 1. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ	
1.1. Фотоэлектрические явления в кристаллических полупроводниках.....	7
1.1.1. Основы зонной теории. Элементарная теория проводимости. Статистика электронов и дырок. Генерация и рекомбинация неравновесных носителей заряда. Диффузия и дрейф неравновесных носителей.....	7
1.1.2. Поглощение света полупроводниками. Внутренний фотоэффект. Фотопроводимость. Собственное и несобственное поглощение. Межзонные переходы: прямые и с участием фона. Экситонное и внутризонное поглощение. Люминесценция.....	14
1.1.3. Гальваномагнитные, фотоэлектрические и фотомагнитные явления. Фотопроводимость, эффект Холла, эффект Дембера, фотодиэлектрический и фотомагнитоэлектрический эффекты.....	23
1.2. Фотоэлектрические свойства аморфных полупроводников.....	28
1.2.1. Структура аморфных полупроводников. Запрещенная зона по подвижности. Механизмы образования дефектов.	28
1.2.2. Оптические свойства аморфных полупроводников. Особенности спектров поглощения	35
 РАЗДЕЛ 2. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР	
2.1. Контактные явления в полупроводниках.....	37
2.1.1. Контактные явления в полупроводниках. Физика энергетического барьера на границе двух сред. Двойной электрический слой и его роль в формировании барьерных структур. Распределение поля и заряда в барьере. Высота и ширина барьера. Образование контакта металл – полупроводник. Выпрямление на контакте.....	37
2.1.2. <i>p-n</i> переход. Физика возникновения барьера на границе <i>p</i> - и <i>n</i> - областей. Высота барьера. Распределение заряда и напряженности поля в <i>p-n</i> переходе. Изменение барьера при прямом и обратном смещении: высота и форма барьера, обратный ток. Методы получения.....	43
2.2. Физические принципы работы фотоэлектрических элементов твердотельной оптоэлектроники.....	47
2.2.1. <i>p-n</i> переход при освещении, вентильная фотоэдс, включение <i>p-n</i> перехода в вентильном и фотодиодном режиме, идеальный и реальный вентильный фотоэлементы.....	47
2.2.2. Гетеропереходы. Энергетическая схема, основные отличия от гомоперехода. Полупроводниковые лазеры на гетеропереходах.....	51
 РАЗДЕЛ 3. ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА	
3.1. Модуляция света в жидкких кристаллах.....	59

3.1.1. Методы модуляции света в оптоэлектронных материалах.....	59
3.1.2. Оптически анизотропные среды.....	62
3.1.3. Жидкокристаллическое (мезофазное) состояние вещества.....	66
3.1.4. Ориентационные электрооптические эффекты в НЖК.....	67
3.1.5. Методы ориентации ЖК.....	75
3.2. Жидкокристаллические модуляторы света.....	75
3.2.1. Устройство и принцип работы электрически и оптически управляемых модуляторов на жидких кристаллах.....	75
3.2.2. Основные параметры и характеристики жидкокристаллических модуляторов света.....	81
3.2.3. Фотоиндуцированный фазовый набег.....	84

РАЗДЕЛ 4. ПРИМЕНЕНИЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ-ТОРОВ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

4.1. Запись голограмм и получение восстановленных изображений.....	89
4.2. Динамическая голограммия. Реверсивные голографические среды..	93
4.3. Применение модуляторов света в системах оптической обработки информации.....	95

РАЗДЕЛ 5. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

5.1. Определение фазовой задержки света и порогового напряжения при продольной деформации слоя ЖК в электрическом поле.....	102
5.2. Определение начального угла наклона директора ЖК методом фазовой задержки	105
5.3. Определение начального угла наклона директора жидкого кристалла методом вращения ЖК ячейки.....	108
5.4. Определение динамического диапазона (максимального ослабления пропускания) ЖК аттенюаторов на твист- эффекте.....	111
5.5. Исследование основных параметров оптически управляемых ЖК модуляторов по проекционной методике.....	114
5.6. Измерение фотоиндуцированной задержки фазы в оптически управляемых ЖК устройствах.....	116

ЛИТЕРАТУРА.....	119
-----------------	-----

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

ΔE_g – ширина запрещенной зоны
 E_v, E_c – дно зоны проводимости и потолок валентной зоны,
 E_F – уровень Ферми
 k – постоянная Больцмана
 σ – электропроводность
 $f(E)$ – функция распределения электронов по энергиям (Ферми)
 μ – уровень химического потенциала
 i_n и i_p – подвижности электронов и дырок
 I – интенсивность возбуждающего излучения
 β – квантовый выход
 $n_0, p_0, \Delta n, \Delta p$ – равновесные и неравновесные концентрации электронов и дырок соответственно
 h – постоянная Планка
 λ – длина волны
 v – частота кванта
 ω – круговая частота
 ϵ – диэлектрическая проницаемость среды
 γ – коэффициент поглощения света средой
 \mathbf{B} – индукция магнитного поля
 \mathbf{H} – напряженность магнитного поля
 \mathbf{F}_L – сила, действующая на заряд в магнитном поле (Лоренца)
 \mathbf{E} – напряженность электрического поля
 \mathbf{D} – индукция электрического поля
 j – плотность тока
 D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно
ХСП – халькогенидные стеклообразные полупроводники
ЭТАП – элементарные тетраэдрические полупроводники
 $\phi(\mathbf{r})$ – потенциал электрического поля
ЭДС – электродвижущая сила
ВАХ – вольтамперная характеристика
ЖК – жидкий кристалл
НЖК – нематический жидкий кристалл
 $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ – директор ЖК (единичный вектор молекулярной ориентации)
 K_{11}, K_{33}, K_{22} – соответственно коэффициенты упругости для деформации по-перечного S (splay) и продольного B (bend) изгиба и кручения T (torsion)
 n_0, n_e – коэффициенты преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в ЖК
 Δn – анизотропия показателя преломления ЖК
 $\Delta\Phi$ – разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучом
ОАЖКПМС – оптически адресуемый пространственный модулятор света
 η – дифракционная эффективность среды (ДЭ)
ЧКХ – частотно-контрастная характеристика

ВВЕДЕНИЕ

Зародившееся на заре радиоэлектроники и вычислительной техники понятие *элементная база*, охватывающая совокупность транзисторов, диодов, резисторов, конденсаторов и других элементов электронных систем давно утратило свое первоначальное значение. Большие схемы процессоров и запоминающих устройств, фоточувствительные ПЗС, интегрированные модули ВОЛС, плоские жидкокристаллические дисплеи со встроенными схемами управления – эти и им подобные «элементы» фактически поглотили и элементную базу в ее изначальном представлении. В названии же настоящего курса понятие *элементная база* употреблено в своем первоначальном значении как совокупность элементарных оптоэлектронных устройств, позволяющих собрать принципиальную схему передачи, обработки и хранения информации.

Физические основы устройства и принципов работы систем оптической обработки информации изучает оптоэлектроника. Она изучает такие явления и процессы, как генерация и детектирование оптического излучения, преобразование поля излучения в веществах с управляемыми оптическими свойствами, распространение оптических сигналов в неоднородных средах. Эффективным механизмом управления оптическим сигналом является электрическое воздействие или воздействие, сводящееся к электрическому. Отсюда и название – оптоэлектроника.

Основу практически любой оптоэлектронной схемы составляет излучатель – прибор, преобразующий электрическую энергию возбуждения в энергию оптического излучения заданного спектрального состава и пространственного распределения. Излучатель в значительной степени определяет функциональные возможности всей схемы, ее эксплуатационные и стоимостные характеристики. Выбор излучателей для той или иной цели, как правило, ограничен, поэтому именно под излучатель «подстраиваются» остальные элементы системы – фотоприемники и пассивные оптические элементы.

В первой части курса рассматриваются физические основы генерации и приема излучения в полупроводниках, на основе которых изготавливаются излучатели и фотоприемники, используемые в оптоэлектронике, их устройство и принципы работы.

Вторая часть посвящена устройству оптических элементов, которые сами по себе излучение не поглощают и не излучают, но изменяют структуру проходящей через них световой волны – ее амплитуду, фазу, поляризацию. Чтобы передать информацию по оптическому каналу, ее нужно закодировать. Кодирование подразумевает изменение параметров излучения источника по определенному закону. Оно производится с помощью перестраиваемых оптических элементов, свойства которых мы можем менять целенаправленным внешним воздействием, что приводит к соответствующему изменению параметров поля проходящей волны. Поскольку носителем информации в когерентно-оптических системах, оперирующих в динамическом режиме, является модулируемый во времени и пространстве лазерный луч, пространственные модуляторы света (ПМС) являются ключевыми элементами таких систем.

РАЗДЕЛ 1. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1.1. Фотоэлектрические явления в кристаллических полупроводниках

1.1.1. Основы зонной теории. Элементарная теория проводимости. Статистика электронов и дырок. Генерация и рекомбинация неравновесных носителей заряда. Диффузия и дрейф неравновесных носителей.

Фотоэлектрические явления – это электрические явления, происходящие в веществах под действием электромагнитного излучения.

Прежде, чем приступить к обсуждению фотоэлектрических явлений в полупроводниковых материалах, необходимо напомнить некоторые положения физики твердого тела, позволяющие понять, почему в твердом теле вообще может возникать электрический ток. Мы знаем, что ток – это направленное движение зарядов под действием электрического поля. Однако, поскольку атомы любого вещества электронейтральны, они вообще не должны реагировать на включение или выключение поля – объем, заполненный **атомами** любого вещества, является изолятором. И это утверждение действительно справедливо для **газов**.

В то же время среди **твердых тел** хорошо известны вещества, как прекрасно проводящие ток (металлы), так и практически не проводящие (диэлектрики). При этом проводимости их могут отличаться на 20 порядков! Более того, атомы одного и того же вещества, например, углерода, могут, объединяясь различным образом, сформировать как проводник (графит), так и изолятор (алмаз).

Основным отличием газообразного и твердого состояния любого вещества является количество атомов в единице объема. Если в газах в одном кубическом сантиметре содержится $\sim 10^{19}$ атомов, то в твердом теле эта величина составляет $\sim 10^{22}$ атомов. Атомы в твердом теле располагаются настолько близко друг к другу, что их электронные оболочки начинают взаимодействовать.

В основе квантовомеханического подхода к анализу процессов в среде лежит представление о дискретности разрешенных энергетических уровней электронов в атоме. При образовании твердого тела соседние атомы настолько сближаются друг с другом, что их внешние электронные оболочки могут перекрываться. В результате такого взаимодействия резко меняется характер движения электронов: электроны, находящиеся на определенном энергетическом уровне одного атома, получают возможность переходить без затраты энергии на соответствующий уровень соседнего атома и, таким образом, свободно перемещаться по всему телу. Вместо индивидуальных атомных орбит образуются коллективные состояния и энергетические уровни отдельных атомов объединяются в единую для всего кристалла структуру – зону. При этом общее число электронов в кристалле остается неизменным. Если для изолированного атома в его внешней оболочке находится $2g$ электронов, а

число атомов в кристалле N , то общее число мест в зоне $2Ng$. При этом энергетический спектр электронов существенно меняется. Если в изолированном атоме каждой подоболочке соответствует строго определенная энергия, то зона состоит из Ng уровней, расположенных очень близко друг к другу, на каждом из которых могут разместиться, в соответствии с принципом Паули, только два электрона с различным значением спина. Различным уровням одной зоны соответствует различная скорость поступательного движения электрона по кристаллу (кинетическая энергия) и различная потенциальная энергия, чем и объясняется различное положение уровней в зоне.

Таким образом, строго определенные значения энергии, соответствующие отдельным уровням в изолированном атоме, заменяются в кристалле целым интервалом энергий – на языке квантовой механики это означает, что энергетические уровни атомов в кристалле под влиянием взаимодействия объединяются и расщепляются в зоны. В этом и состоит важное отличие спектра кристалла от спектра изолированного атома, определяющее поведение твердого тела.

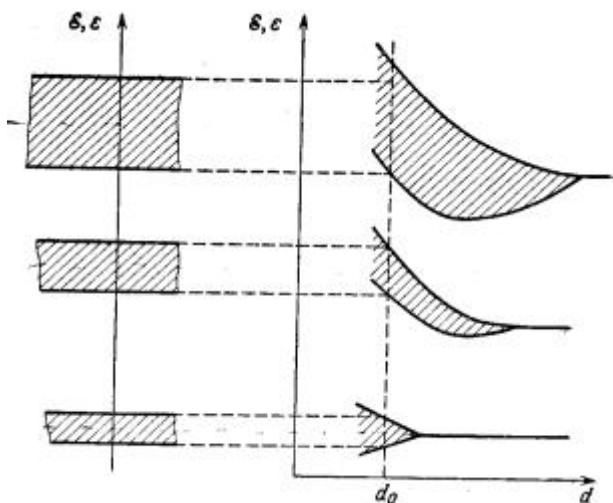


Рис. 1.1. Образование энергетических зон в кристалле из атомных энергетических уровней;
 d – расстояние между соседними атомами,
 d_0 – равновесное расстояние между соседними атомами в кристалле.

Внутренние оболочки в изолированных атомах целиком заполнены. Так как число мест в зоне кристалла остается тем же, эти же условия также должны сохраняться в соответствующих зонах кристалла. Отсюда следует важный вывод: электроны внутренних оболочек не могут переносить электрический ток. Действительно, на каждом энергетическом уровне находится по два электрона, ни один из которых не может изменить состояние своего движения, поскольку соседние уровни заняты.

Иначе обстоит дело в самой верхней зоне, образованной из уровней, на которых располагаются валентные электроны. Электропроводность кристалла в основном и определяется степенью заполнения валентной зоны и расстоянием от нее до следующей пустой зоны. Рассмотрим случаи, которые встречаются в действительности и определяют разделение твердых тел на диэлектрики, полупроводники и металлы.

Валентная зона заполнена целиком, расстояние до следующей зоны велико – диэлектрики. В этом случае валентная зона (рис.1.2) ничем не отличается от расположенных ниже; не выходя за ее пределы, электроны не могут участвовать в электрическом токе. Формулировка «расстояние до следующей зоны велико» также требует некоторого уточнения. При ширине запрещенной зоны более 2 эВ вероятность теплового возбуждения при доступных температурах крайне мала и такие вещества условно относятся к диэлектрикам. Вещества с меньшей шириной запрещенной зоны считаются полупроводниками.

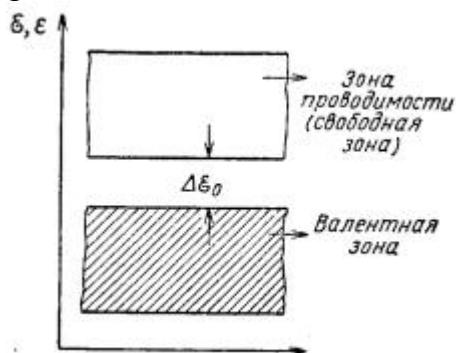


Рис. 1.2. Схема заполнения энергетических зон в диэлектрике и полупроводнике.

Валентная зона заполнена частично, либо перекрывается со следующей свободной зоной – металлы. Так как электроны стремятся занять энергетически наиболее выгодные уровни, то в нижней половине зоны на каждом уровне будет по два электрона, а верхняя часть зоны оказывается пустой (рис.1.3а).

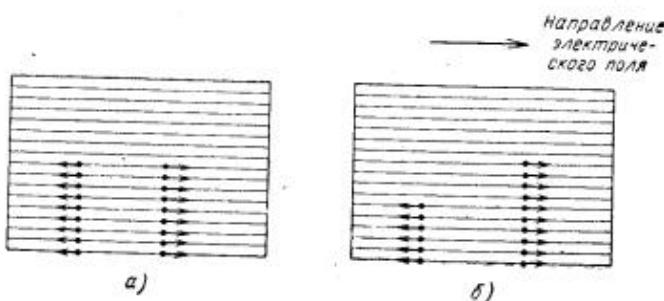


Рис. 1.3. Схема распределения электронов в валентной зоне щелочного металла: а – в отсутствие электрического поля, б – при приложении поля.

При приложении к кристаллу электрического поля электроны начинают двигаться, переходя на свободные уровни в верхней половине зоны (рис.1.3б). В кристалле появляется ток. Чем больше разность потенциалов, тем электрический ток больше – он растет пропорционально приложенному напряжению. Таков механизм проводимости щелочных металлов. В щелочноземельных металлах кристаллическая решетка устроена таким образом, что нижняя (s-зона) перекрывается со следующей за ней p-зоной (рис.1.4). Электроны из верхней части s-зоны переходят в p-зону таким образом, что обе зоны оказываются заполненными до одного и того же энергетического уровня. Благодаря наличию пустых мест (дырок) в s-зоне и некоторого количества электронов в p-зоне кристалл становится проводником электричества.

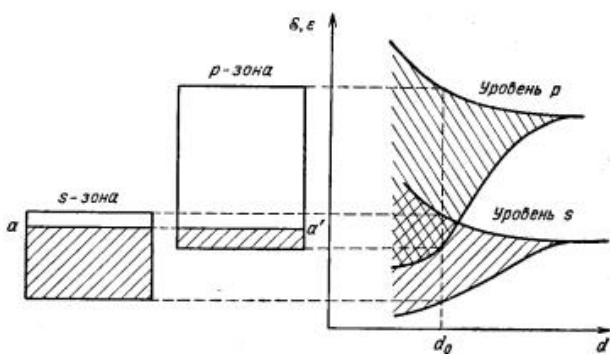


Рис.1.4. Схема образования перекрывающихся s- и p- зон в щелочно-земельных металлах.

ионной свободной зоны мало (меньше 2 эВ) – полупроводники. При абсолютном нуле валентная зона полупроводника заполнена целиком, а зона проводимости – пуста и электропроводность равна нулю. С повышением температуры экспоненциально растет число тепловых забросов электронов, следовательно, растет число электронов в свободной зоне и дырок в заполненной, и соответственно, электропроводность полупроводника.

Одновременно идет обратный процесс – рекомбинация электронов и дырок. Число рекомбинаций в секунду пропорционально вероятности встречи, то есть произведению числа электронов на число дырок.

Если кристалл находится при данной температуре достаточно долго, то устанавливается динамическое равновесие.

Температурная зависимость проводимости любого материала определяется температурными зависимостями концентрации носителей тока n и их подвижности – коэффициента пропорциональности между дрейфовой скоростью носителей и приложенным внешним электрическим полем. Подвижности электронов в полупроводниках и металлах обычно зависят от температуры по степенному закону. Но в металле концентрация свободных электронов неизменна, и поэтому температурная зависимость их электропроводности целиком определяется подвижностью.

В полупроводнике же n очень сильно зависит от температуры, и по сравнению с этой зависимостью температурная зависимость подвижности играет малую роль. Поэтому можно считать, что электропроводность полупроводника σ в первом приближении растет с температурой примерно по тому же закону, что и концентрация электронов и дырок:

$$\sigma \approx A \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right), \quad (1.1)$$

где ΔE_g – ширина запрещенной зоны, k – постоянная Больцмана.

Рассмотренные выше полупроводники называются собственными, а их проводимость – собственной проводимостью. Название происходит оттого, что рассмотренный механизм появления электронов и дырок определяется характером собственного энергетического спектра кристалла и не связан с содержанием примесей.

Наряду с этим имеются материалы, в которых концентрация носителей определяется примесями. Если в решетку кристалла внедряется атом другого

вещества, то часть энергетических уровней этого атома попадает в запрещенный промежуток энергий. При этом различают два важных случая.

1. Энергетический уровень, занятый валентными электронами, размещён вблизи нижнего края зоны проводимости. Вероятность теплового возбуждения электронов с этого уровня в зону проводимости велика. Таким образом, при низких температурах в проводимости такого кристалла доминирующую роль играют электроны, перешедшие в зону проводимости с примесных уровней. Температурная зависимость концентрации будет иметь вид

$$n_1 = \alpha_1 \exp\left(-\frac{\Delta E_1}{2kT}\right) \quad (1.2)$$

где α_1 – коэффициент, пропорциональный концентрации примеси, E_1 – глубина залегания примесного уровня. Такой механизм проводимости называется примесным, а полупроводник в этом случае – примесным электронным полупроводником. Атомы, отдающие электроны в зону проводимости, называются донорами, а соответствующие энергетические уровни – донорными уровнями.

Как видно из (1.2), концентрация электронов резко меняется с температурой, когда число электронов в зоне проводимости много меньше, чем общее число электронов на донорных уровнях. При высоких температурах все электроны с донорных уровней перейдут в зону проводимости и, концентрация свободных электронов будет постоянна вплоть до температур, при которых начнет проявляться собственная проводимость. Таким образом, температурная зависимость концентрации свободных электронов в широком интервале температур будет иметь вид, представленный на рисунке 1.5.

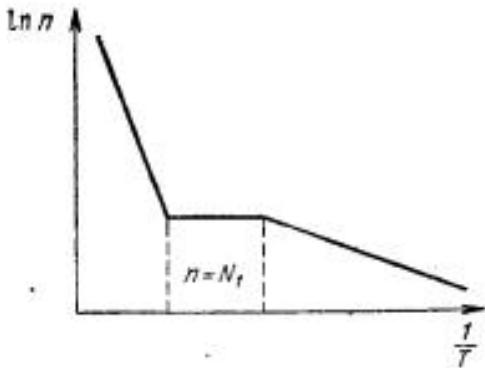


Рис. 1.5. Температурная зависимость концентрации электронов в примесном полупроводнике.

2. Свободный энергетический уровень примесного атома, расположенный вблизи верхнего края заполненной зоны. При температуре, отличной от абсолютного нуля, часть электронов из заполненной зоны будет забрасываться на свободные уровни примесных атомов, в заполненной зоне появятся пустые места – дырки, и станет возможной дырочная проводимость.

Термин **эффективная масса**, говоря о свободных электронах проводимости в кристалле, нельзя понимать буквально, поскольку электроны движутся не в вакууме, а в периодическом поле решетки. Однако если не обращать внимания на периодические колебания скорости электрона, а говорить о ее

средней величине, то можно считать, что электрон в кристалле в отсутствие электрического поля движется прямолинейно и равномерно.

Если к кристаллу приложить электрическое поле, то в общем случае ускорение электрона не пропорционально силе поля, а связано с ним сложной функциональной зависимостью. Однако существуют закономерности, позволяющие упростить анализ механизма электропроводности.

Для электронов, находящихся вблизи нижнего края зоны проводимости, ускорение (на длине свободного пробега) пропорционально приложенной силе. В силу формальной аналогии с законом Ньютона коэффициент пропорциональности m_{eff} называют эффективной массой электрона в кристалле. Эффективная масса может быть и больше, и меньше массы свободного электрона, она может зависеть от направления движения электрона, что наблюдается в большинстве полупроводниковых кристаллов. Эффективная масса также зависит от температуры, от давления, может зависеть от характера и концентрации примесей.

Сказанное об эффективной массе электронов вблизи края зоны проводимости относится и к эффективной массе дырок вблизи края валентной зоны, где они ведут себя как нормальные положительно заряженные частицы: их ускорение пропорционально приложенной силе.

Распределение электронов по энергиям

Для анализа большинства явлений необходимо знать, как электроны, находящиеся в зоне проводимости при данной температуре распределены по энергиям. Для этого вводится функция распределения Ферми $f(E)$, характеризующая вероятность того, что состояние с данной энергией E занято.

Такое состояние свободных электронов, когда их энергия почти не зависит от температуры, называется вырожденным. Вырожденный электронный газ мы имеем в металле. В полупроводнике энергия электронов растет пропорционально температуре; такое состояние электронного газа называется невырожденным. Степень вырождения зависит от числа электронов в зоне проводимости. Если состояний много, а электронов мало, то под действием теплового движения электроны забрасываются на более высокие свободные уровни, при этом электронная жидкость превращается в разреженный пар.

Функция распределения электронов по энергиям (функция Ферми-Дирака) характеризует вероятность того, что состояние с данной энергией занято

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu}{kT}\right)+1}. \quad (1.3)$$

Величина μ имеет размерность энергии и на энергетической диаграмме характеризует определенный уровень, называемый уровнем химического потенциала или уровнем Ферми. Графически функция Ферми меняется с температурой, как показано на рисунке 1.6.

При высоких температурах распределение Ферми переходит в распределение Максвелла-Больцмана для невырожденного электронного газа. В этом случае, в отличие от вырожденного состояния, энергия растет пропорционально температуре

$$f(E) = \exp\left(\frac{\mu - E}{kT}\right). \quad (1.4)$$

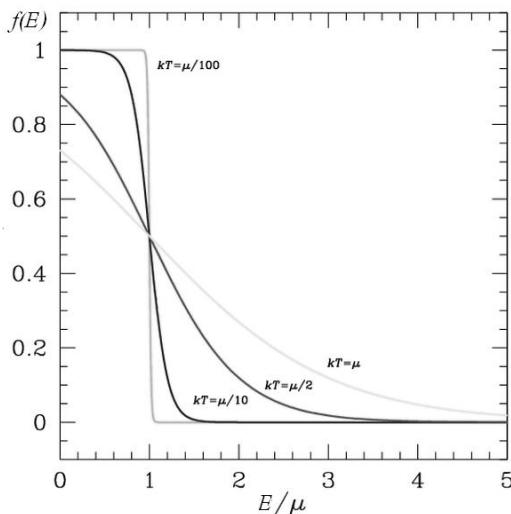


Рис.1.6. Распределение Ферми - Дирака как функция от E/μ , построенная для 4-х различных температур. С ростом температуры ступенька размывается.

Анализ положения и температурной зависимости уровня Ферми позволяет сделать следующие выводы.

1. В области собственной проводимости уровень химического потенциала (если эффективные массы электронов и дырок не сильно различаются) проходит посередине запрещенной зоны.
2. В примесном (некомпенсированном) электронном полупроводнике при температуре абсолютного нуля уровень химического потенциала проходит посередине между дном зоны проводимости и примесными уровнями, а с увеличением температуры начинает подниматься.
3. Аналогично все происходит в дырочном полупроводнике.

Диффузия и дрейф неравновесных носителей заряда

Изменение количества носителей заряда в объеме может происходить как в результате генерации и рекомбинации, так и в результате процессов диффузии и дрейфа. Если в полупроводнике концентрации электронов и дырок меняются от точки к точке, то должен возникнуть диффузионный ток, который определяется диффузией носителей заряда из области, где их концентрация больше, в область с меньшей концентрацией. Диффузионный ток, возникающий из-за наличия градиента концентрации носителей, приводит к пространственному разделению зарядов. Разделение зарядов порождает статическое электрическое поле, которое создает дрейфовые токи электронов и дырок. (В стационарном состоянии в каждой точке полупроводника дрейфовый и диффузионный токи уравновешиваются друг друга и суммарный ток равен нулю.)

Под действием электрического поля электроны получают ускорение и направленную по полю добавку к скорости. Теория показывает, что в строго

периодическом поле, то есть в идеальной кристаллической решетке, электроны двигались бы ускоренно в течение больших промежутков времени. Но поскольку в реальных кристаллах имеется множество дефектов различного типа, электрон лишь на сравнительно небольшом отрезке пути (длине свободного пробега) движется ускоренно, затем испытывает соударение, теряет свою направленную скорость и весь процесс начинается сначала. При низких температурах длину свободного пробега ограничивают дефекты, а при высоких – тепловые колебания решетки.

Время свободного пробега определяется как длина свободного пробега, деленная на его среднюю скорость. При этом в качестве средней скорости в большинстве случаев можно брать среднюю тепловую скорость при данной температуре, поскольку добавка к скорости, сообщаемая полем, относительно мала.

Средняя скорость, с которой электрон будет двигаться вдоль поля, пропорциональна напряженности поля. При этом *коэффициент пропорциональности между дрейфовой скоростью носителей тока и величиной приложенного электрического поля называется подвижностью* электрона и определяется как $u_n = \vec{v}/\vec{E}$ или

$$u_n = \frac{e}{2m_n v_0} \frac{l_n}{l}, \quad (1.5)$$

где l_n – длина свободного пробега электрона, e – его заряд, а m_n – эффективная масса.

Если в одном кубическом сантиметре содержится n свободных электронов и все они движутся в направлении поля со средней скоростью v , то через площадку в 1 см^2 за секунду пройдут все электроны, находящиеся в объеме параллелепипеда длиной v ; число таких электронов будет nv ; заряд перенесенный этими электронами называется плотностью тока

$$j = en\bar{v} = \frac{ne^2 \bar{l}_n}{m_n v_o} E. \quad (1.6)$$

Следовательно, электропроводность материала равна

$$\sigma_n = \frac{j}{E} = \frac{ne^2 \bar{l}_n}{m_n v_o} = enu_n. \quad (1.7)$$

1.1.2. Поглощение света полупроводниками. Внутренний фотозонд. Фотопроводимость. Собственное и несобственное поглощение. Межзональные переходы: прямые и с участием фонона. Экситонное и внутризонное поглощение. Люминесценция.

Процесс образования свободных носителей тока в полупроводниках требует затрат энергии на преодоление энергетических зазоров между зонами. Наряду с термической ионизацией появление свободных электронов и дырок

может быть связано с ионизацией под действием света (внутренний фотоэффект).

Если при поглощении полупроводником кванта излучения имеет место возбуждение электрона из валентной зоны в зону проводимости, то такое поглощение называют собственным или фундаментальным. Поглощение света, приводящее к ионизации или возбуждению примесных центров в кристалле, называют примесным поглощением.

Длинноволновая граница (минимальная энергия возбуждающего кванта) собственного фотоэффекта определяется шириной запрещенной зоны полупроводника, а примесного – глубиной залегания донорного или акцепторного уровня. Длинноволновая граница зависит от степени легирования полупроводника и может сдвигаться при нагреве и приложении электрического или магнитного поля. Граница примесного поглощения сдвинута в длинноволновую область спектра по отношению к собственному.

Энергия, полученная от квантов света, запасается в основном электронами твердого тела, в то время как средняя тепловая энергия кристаллической решетки остается практически неизменной. В результате нарушается тепловое равновесие между решеткой и электронами. Поэтому носители, возникшие не в результате термической ионизации, называются неравновесными.

После снятия возбуждения (света) между решеткой и электронами через некоторое время вновь устанавливается тепловое равновесие. Обычно число неравновесных носителей невелико по сравнению с числом равновесных. В связи с этим процесс установления равновесия между решеткой и электронами сводится к рекомбинации неравновесных электронов и дырок. При этом температура всего кристалла (следовательно, и концентрация равновесных носителей) меняется мало. Таким образом, наложение и снятие светового возбуждения, изменяя концентрацию неравновесных носителей, практически не влияет на концентрацию равновесных, и полная концентрация носителей равна простой сумме концентраций равновесных (n_0 , p_0) и неравновесных (Δn , Δp) носителей тока.

Наличие неравновесных носителей, в первую очередь, приводит к изменению проводимости полупроводника, которая в общем случае может быть записана в виде:

$$\sigma = e(u_n n_0 + u_p p_0 + u_n \Delta n + u_p \Delta p), \quad (1.8)$$

где e – заряд электрона, u_n и u_p – подвижности электронов и дырок, соответственно.

Избыточная (неравновесная) проводимость, равная разности проводимостей полупроводника при освещении и в отсутствие освещения, представляет собой фотопроводимость.

Количество неравновесных электронов и дырок, образующихся под действием излучения из области поглощения полупроводника в единице объема ($\Delta n'$, $\Delta p'$), пропорционально интенсивности возбуждающего излучения I . Коэффициентом пропорциональности является коэффициент поглощения света k . Таким образом,

$$\Delta n' = \Delta p' = \beta k I, \quad (1.9)$$

где коэффициент β имеет смысл квантового выхода, то есть определяет число пар, образуемых одним квантом. Обычно квантовый выход не может превышать единицы.

Если бы процесс генерации носителей не сопровождался обратным процессом рекомбинации, то концентрация неравновесных носителей возрастала бы со временем линейно (рис. 1.7).

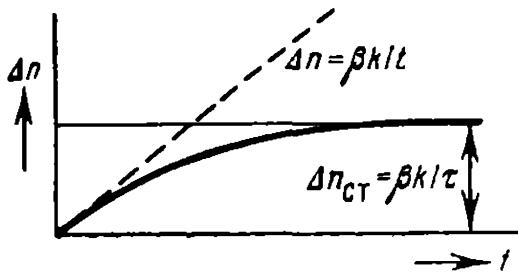


Рис. 1.7. Изменение во времени концентрации неравновесных носителей тока при освещении.

рекомбинации зависит от концентрации образовавшихся носителей: по мере возрастания их концентрации скорость рекомбинации растет до тех пор, пока не сравняется со скоростью генерации. Кривая изменения неравновесной концентрации во времени достигает насыщения. Важно отметить, что равновесные и неравновесные носители характеризуются одинаковыми вероятностями рекомбинации.

Если в некоторый момент началось освещение полупроводника, то стационарное значение фотопроводимости достигается лишь через некоторое время после начала освещения. Аналогично этому при выключении освещения неравновесная проводимость исчезает не мгновенно (рис. 1.8).

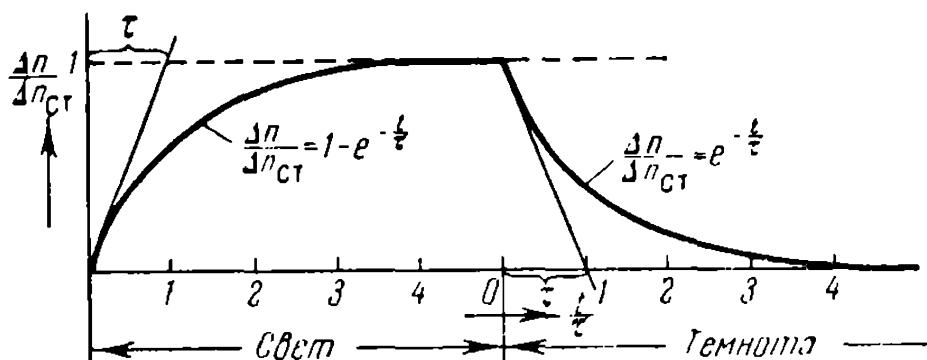


Рис.1.8. Релаксация неравновесной концентрации при возбуждении прямоугольными импульсами света. Случай линейной рекомбинации.

Наиболее часто реализуются два механизма рекомбинации.

1. Интенсивность рекомбинации пропорциональна первой степени концентрации неравновесных носителей (линейная рекомбинация). Этот механизм реализуется в примесных полупроводниках, когда имеется один тип дырок, с которыми рекомбинируют неравновесные электроны, причем концентрация этих дырок велика и практически не зависит от освещения.

2. Интенсивность рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации неравновесных носителей (квадратичная рекомбинация). Этот случай реализуется в собственных полупроводниках при низких температурах, когда концентрация равновесных носителей равна нулю и под действием света электроны из нижней зоны переводятся в верхнюю; при этом концентрации неравновесных электронов и дырок оказываются одинаковыми.

Зависимость стационарной неравновесной концентрации от интенсивности излучения для обоих случаев представлена на рисунке 1.9.

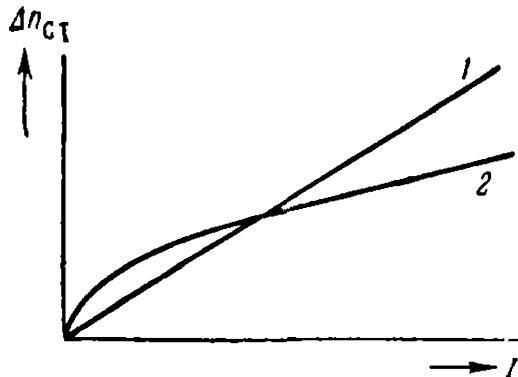


Рис. 1.9. Зависимость стационарной неравновесной концентрации от интенсивности излучения:
1 – линейная рекомбинация,
2 – квадратичная рекомбинация.

Очевидным необходимым условием поглощения фотона и образования пары электрон-дырка является условие $hv > Eg$. Однако когда речь идет об оптических переходах, картина усложняется. Для оптических переходов ширина запрещенной зоны может оказаться большей, чем для термических. Причина расхождения в величинах термической и оптической энергий ионизации состоит в том, что, рассматривая фотопереходы, мы исходили только из необходимости выполнения закона сохранения энергии. Между тем, на фотопереходы налагает ограничения также закон сохранения импульса. Поскольку импульс фотона ничтожно мал, разрешенными являются только те переходы, для которых величина и направление квазимпульса электрона, совершающего переход, остаются неизменными.

Разрешенными переходами (то есть переходами без изменения квазимпульса) в полупроводнике с простой энергетической зоной являются прямые (вертикальные) переходы (рис. 1.10). Примеры таких переходов изображены стрелками. Видно, что для изображенной зонной структуры энергия фотона, еще способного перевести электрон из валентной зоны в зону проводимости, точно равна ширине запрещенной зоны и, следовательно, энергия термической и оптической ионизации в данном случае совпадают.

Для большинства реальных полупроводников структура зон существенно сложнее изображенной на рис. 1.10. Например, валентная зона германия и кремния состоит из трех зон, две из которых вырождены при $\mathbf{k}=0$. Кроме того, дну зоны проводимости и потолку валентной зоны соответствуют разные волновые числа \mathbf{k} . Таким образом, оптическая энергия ионизации должна заметно превышать термическую (рис. 1.11).

Однако для ряда веществ (в том числе для германия и кремния) опытным путем получено близкое совпадение термической и оптической энергий ионизации. Это объясняется тем, что наряду с вертикальными оптическими пе-

реходами реализуются (и имеют достаточно большую вероятность) невертикальные (или непрямые) переходы, когда кроме энергии изменяется и волновой вектор. Поскольку такие переходы при взаимодействии электрона с фо-

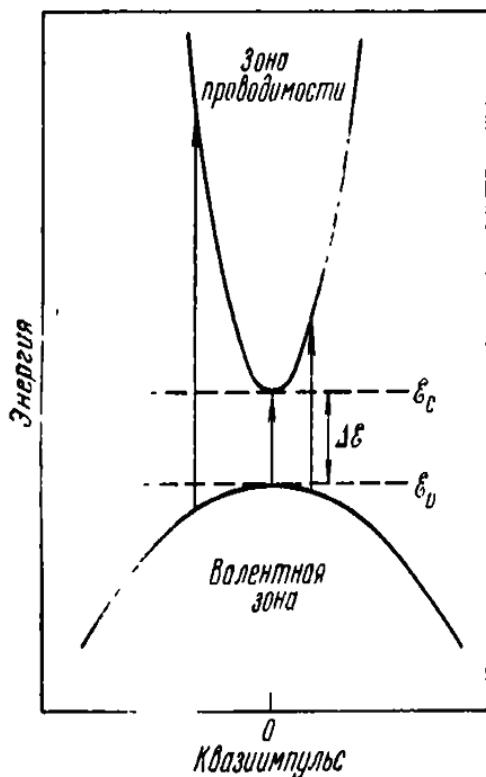


Рис. 1.10. Зависимость энергии от квазиимпульса в модели полупроводника с простой энергетической зоной.

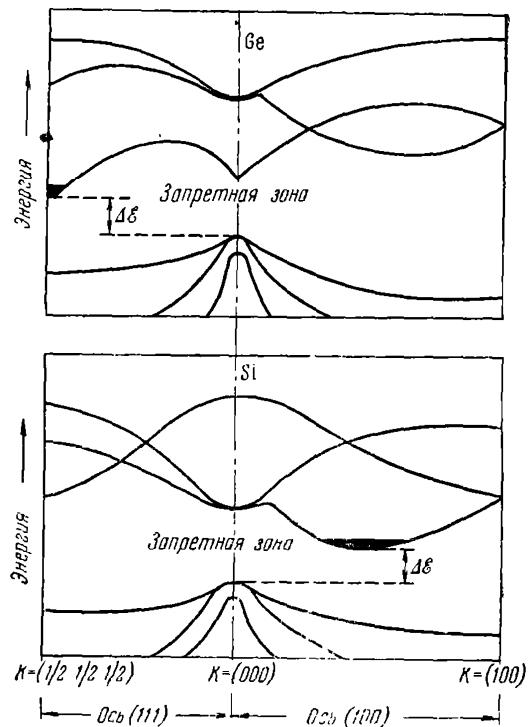


Рис. 1.11. Диаграммы энергетических зон в германии и кремнии вдоль осей (100) и (111).

тоном невозможны, необходимо, чтобы в процессе участвовало третье тело. Обычно этим телом является квант колебаний решетки – фонон.

На рисунке 1.12. показаны примеры прямых (вертикальных) и непрямых межзонных фотопереходов.

Поскольку при прочих равных условиях вероятность переходов с участием «трех тел» меньше вероятности переходов с участием «двух тел», то в спектральных кривых поглощения при переходе к фотонам больших энергий, способным вызывать прямые переходы, должно наблюдаться более или менее резкое возрастание поглощения, что и было подтверждено экспериментально. Заметное поглощение в германии наблюдалось, начиная с энергий фотонов $\sim 0,65$ эВ. Эта энергия хорошо совпадает с шириной запрещенной зоны при комнатной температуре, и, следовательно, поглощение связано с непрямыми переходами. С ростом $h\nu$ поглощение растет, однако особенно резкое возрастание начинается с $h\nu = 0,81$ эВ. Это возрастание связано с появлением прямых переходов.

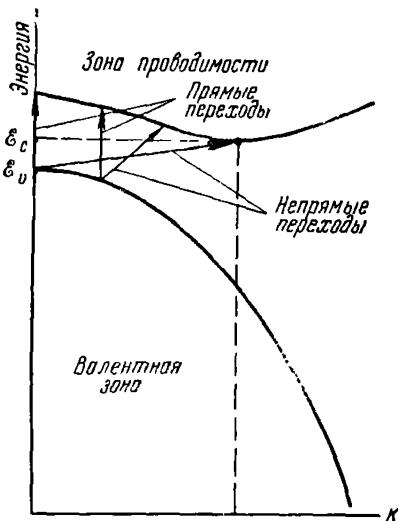


Рис. 1.12. Диаграмма вертикальных (прямых) и невертикальных (непрямых) межзонных переходов.

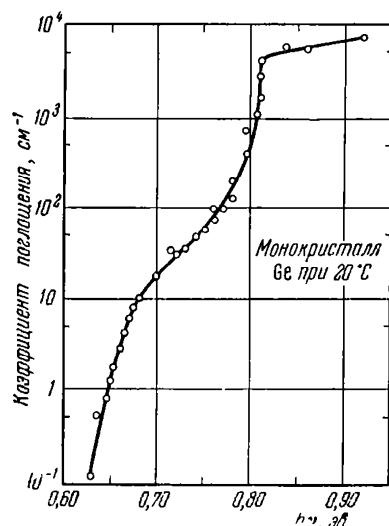


Рис. 1.13. Зависимость коэффициента поглощения в германии от энергии квантов.

Экситонное поглощение. При поглощении света полупроводником возможно такое возбуждение электрона валентной зоны, при котором он не переходит в зону проводимости, а образует с дыркой связанную квазичастицу с нулевым спином, поскольку электрон и дырка имеют антитипараллельные спины. Такую систему, получившую название экситона, можно представить как возбужденное состояние атома кристалла, которое передается от атома к атому посредством квантовомеханического резонанса. Если размеры экситона велики по сравнению с постоянной решетки, то взаимодействие электрона и дырки можно представить как кулоновское взаимодействие двух точечных зарядов, ослабленное средой в ϵ раз.

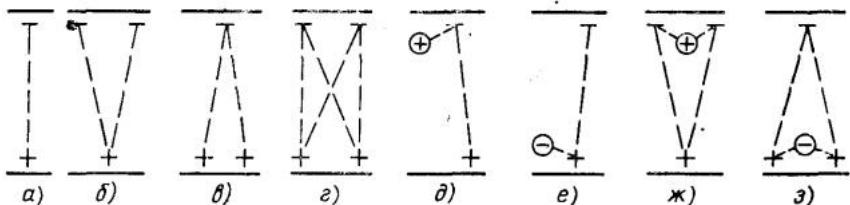


Рис. 1.14. Экситонные комплексы: а, б, в, г – свободные экситоны; д, е, ж, ж, з – связанные экситоны.

Внутризонное поглощение имеет место, если электрон переходит с одного уровня на другой в пределах одной зоны. Внутризонное поглощение не имеет нижнего ограничения по энергии кванта, то есть может наблюдаться в длинноволновой области спектра. С другой стороны, внутризонное поглощение происходит всегда с участием фона и его вероятность относительно мала. Коэффициент поглощения свободными носителями заряда зависит от удельной проводимости вещества, то есть от их концентрации, эффективной массы, среднего времени релаксации и показателя преломления среды. Но показатель преломления среды зависит от длины волны, поэтому и коэффициент поглощения свободными носителями заряда зависит от длины волны.

Коэффициент поглощения свободными носителями заряда пропорционален их концентрации, квадрату длины волны падающего света и обратно пропорционален эффективной массе и времени релаксации.

Процесс, обратный поглощению, носит название люминесценции.

Прямые переходы зона проводимости – валентная зона

В полупроводнике с прямой запрещенной зоной поглощение света сопровождается образованием свободного электрона и свободной дырки с одинаковыми волновыми векторами ($\mathbf{k}=\mathbf{k}'$). Образовавшиеся свободные носители участвуют в столкновениях, в результате которых за время релаксации электрон опускается на дно зоны проводимости, а дырка поднимается к потоку валентной зоны. Такое состояние устанавливается за $10^{-10} - 10^{-12}$ с. Прямая рекомбинация свободного электрона и свободной дырки с излучением фотона наиболее вероятна, если после процесса релаксации волновые векторы электрона и дырки будут одинаковыми.

Непрямые переходы зона проводимости – валентная зона

В полупроводнике с непрямой запрещенной зоной поглощение света происходит с поглощением или излучением фонона, который обеспечивает сохранение квазиймпульса. Наиболее вероятным процессом является эмиссия фонона – процесс поглощения фонона по сравнению с испусканием фонона несущественен. Оптический переход, сопровождаемый испусканием фонона, имеет энергию, меньшую запрещенной зоны.

Если в полупроводнике возможны и прямые, и непрямые переходы, в спектре его излучения наблюдаются две полосы люминесценции (рис. 1.15, 1.16). Длинноволновая полоса излучения определяется непрямой излучательной рекомбинацией. Коротковолновая полоса люминесценции обусловлена переходами электронов с излучением из прямой долины, которая расположена выше дна самой низкой долины (в германии на 0,15 эВ).

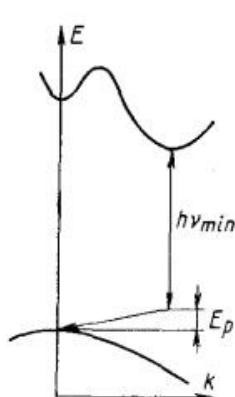


Рис. 1.15. Непрямые излучательные переходы

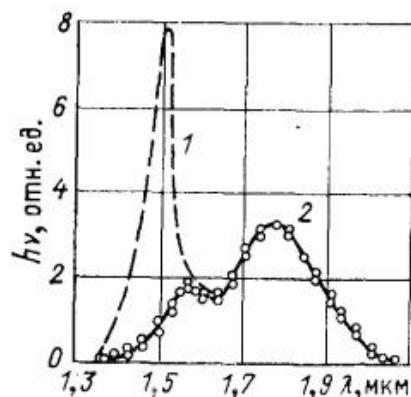


Рис. 1.16. Спектр излучения германия:
кривая 2 – экспериментальная;
кривая 1 получена с учетом реабсорбции (самопоглощения).

Спонтанные и вынужденные переходы

После прекращения возбуждения интенсивность спонтанного излучения во времени уменьшается по экспоненциальному закону. Поскольку спонтан-

ные переходы являются случайными, то излучение имеет статистический характер, оно не когерентно, то есть генерируются фотоны, распространяющиеся в произвольных направлениях и имеющие произвольные фазы, хотя их частота фиксирована. Это обусловлено тем, что акты спонтанного излучения происходят независимо друг от друга в разные моменты времени.

Однако возбужденный атом может возвратиться в нормальное состояние под действием поля излучения возбуждающего света. Такой переход называют вынужденным, а излучение носит название вынужденного, индуцированного или стимулированного. Индуцированные переходы будут совершаться тем чаще, чем больше плотность энергии возбуждающего света: вероятность переходов будет ей пропорциональна. При вынужденном переходе генерируется фотон, имеющий ту же частоту, направление и фазу, что и фотон, индуцирующий рекомбинацию.

В случае термодинамического равновесия при любой конечной температуре суммарный коэффициент поглощения всегда положителен. В этом случае имеет место обычное поглощение света, а индуцированные переходы лишь уменьшают его. Причиной этому является то, что в равновесном состоянии число невозбужденных атомов всегда больше числа возбужденных. Чтобы создать среду с отрицательным поглощением, необходимо осуществить неравновесное состояние, при котором число возбужденных атомов было бы больше числа невозбужденных.

Инверсия населенности в полупроводниках

Коэффициент поглощения света средой γ существенно зависит от разности заполнения электронами энергетических уровней, между которыми происходят электронные переходы. Если в отсутствие света электронный газ находится в равновесии, то $\gamma > 0$ и, следовательно, электромагнитная волна ослабляется. Однако если в полупроводник вводить энергию от внешнего источника и этим нарушать равновесие в электронном газе (накачка энергии), то может оказаться, что заселенность расположенных выше уровней станет больше заселенности нижних (инверсия заселенности уровней). В среде с инверсным распределением электронов ($\gamma < 0$) волна не поглощается, а усиливается. Такие среды называются активными.

Условие инверсии для какой-либо пары уровней, один из которых лежит в валентной зоне, а другой – в зоне проводимости, есть

$$f(E_{\lambda'}) = \frac{1}{\exp \frac{E_{\lambda'} - F_n}{kT} + 1} > f(E_{\lambda}) = \frac{1}{\exp \frac{E_{\lambda} - F_p}{kT} + 1}. \quad (1.10)$$

Отсюда получаем

$$F_n - F_p > E_{\lambda'} - E_{\lambda}. \quad (1.11)$$

Так как минимальное значение ($E_{\lambda'} - E_{\lambda}$) есть ширина запрещенной зоны E_g , то условие возможности инверсии есть

$$F_n - F_p > E_g. \quad (1.12)$$

Следовательно, накачка должна быть настолько сильной, чтобы квазиуровни Ферми оказались внутри разрешенных зон энергии, то есть, чтобы электронный и дырочный газы стали вырожденными (рис. 1.17). При этом все уровни в валентной зоне с энергией $E_\lambda > F_p$ будут практически пустыми, а все уровни в зоне проводимости с $E_\lambda' < F_n$ – заполнены электронами. Поэтому фотоны, энергия которых лежит в интервале

$$E_g < \hbar\omega < F_n - F_p, \quad (1.13)$$

не могут вызывать электронные переходы валентная зона – зона проводимости и, следовательно, не будут поглощаться. Обратные же переходы возможны, и поэтому будет происходить излучение фотонов. Соотношение (1.12) определяет частотный интервал, в котором возможно усиление электромагнитных волн. Если инверсное распределение создается оптической накачкой, то энергия фотона накачки должна быть больше разности квазиуровней Ферми для электронов и дырок.

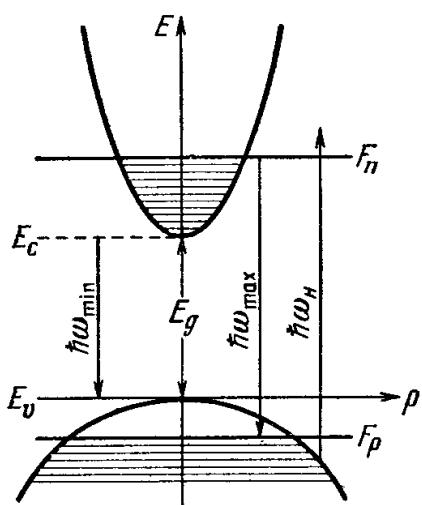


Рис. 1.17. Инверсное распределение электронов в однодолинном полупроводнике.

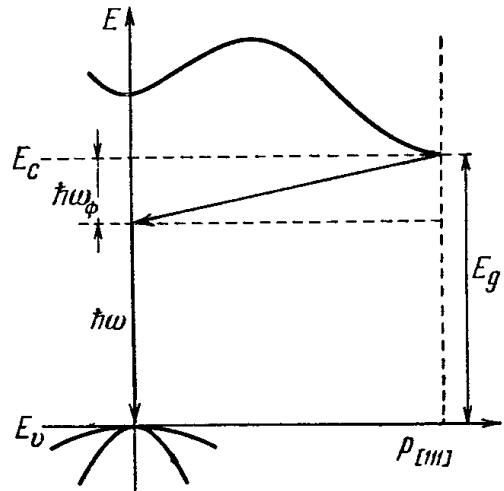


Рис. 1.18. Электронные переходы в многодолинном полупроводнике.

Для многодолинных полупроводников условие (1.12) запишется как

$$F_n - F_p > E_g - \hbar\omega_\phi, \quad (1.14)$$

из чего следует, что при непрямых переходах для возникновения активности требуется меньшая накачка. Однако это не означает, что для усиления выгоднее использовать непрямые переходы, поскольку их вероятность слишком мала по сравнению с вероятностью прямых.

В реальных полупроводниковых лазерах инверсная заселенность создается, как правило, не накачкой в однородном полупроводнике, а инжекцией, причем не в простом $p-n$ переходе, а в анизотипном гетеропереходе.

1.1.3. Гальваномагнитные, фотоэлектрические и фотомагнитные явления. Фотопроводимость, эффект Холла, эффект Дембера, фотодиэлектрический и фотомагнитоэлектрический эффекты.

Чтобы обозначить, о чём идет речь, приведем несколько определений.

Гальваномагнитные явления – совокупность явлений, связанных с воздействием магнитного поля на электрические свойства металлов и полупроводников, по которым течёт ток.

Фотоэлектрические явления – это электрические явления, происходящие в веществах под действием электромагнитного излучения.

Эффект Холла

Эффект, открытый американским физиком Эдвином Гербертом Холлом в 1879 году, относится к гальваномагнитным, поскольку имеет место при одновременном воздействии на проводник электрического и магнитного полей. Он заключается в явлении возникновения поперечной разности потенциалов в полупроводнике, по которому протекает электрический ток и существует магнитное поле H , перпендикулярное направлению тока.

Физическая природа эффекта Холла заключается в том, что на движущийся носитель тока в магнитном поле с индукцией \mathbf{B} действует сила Лоренца

$$\mathbf{F}_L = \pm q[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (1.15)$$

где \mathbf{v} – скорость носителя; q – его заряд, минус соответствует электрону, а плюс – дырке.

Направление силы Лоренца определяется правилом левой руки. Если проводник n -типа проводимости, то электроны будут смещаться влево к внешней стороне пластины, заряжая её отрицательно (рис. 1.19).

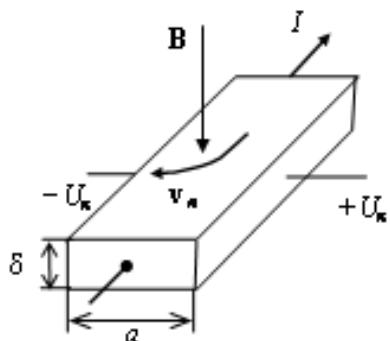


Рис.1.19. Измерение эффекта Холла.

В полупроводниках p -типа проводимости при том же направлении тока сила Лоренца будет смещать дырки в том же направлении. При этом левая внешняя сторона пластинки зарядится положительно.

Если угол между вектором скорости носителей \mathbf{v} и вектором магнитной индукции \mathbf{B} равен 90° , то величина силы Лоренца рассчитывается по формуле

$$F_L = qvB, \quad (1.16)$$

где v – средняя дрейфовая скорость носителей заряда.

Электрическое поле между поперечными гранями пластинки равно

$$E_x = \frac{U_x}{a}, \quad (1.17)$$

где $U_x \approx (0,6 \div 1) \cdot 10^4$ В – разность потенциалов между поперечными гранями пластинки, называемая ЭДС Холла; a – ширина пластинки.

Поле E_x действует на электроны с силой $F = -qE_x$, направленной против силы Лоренца F_L . При выполнении условия $F_L = F$ поперечное электрическое поле уравновешивает силу Лоренца и дальнейшее накопление электрических зарядов на боковых гранях пластины прекращается. Тогда из равенства $qvB = qE_x$ следует $E_x = vB$. Дрейфовая скорость носителей тока определяется из выражения

$$v = \frac{j}{q \cdot n}, \quad (1.18)$$

где j – плотность тока, $\text{A}/\text{м}^2$, n – концентрация электронов, м^{-3} .

Тогда выражение для поля E_x приобретает вид

$$E_x = \frac{1}{qn} \cdot Bj. \quad (1.19)$$

Умножив обе части равенства (1.19) на ширину пластинки a , получаем формулу для ЭДС Холла

$$U_x = \frac{1}{qn} \cdot Bja. \quad (1.20)$$

Формула (1.20) обычно записывается в виде

$$U_x = R_x \cdot Bja, \quad (1.21)$$

где $R_x = -\frac{1}{qn}$ – коэффициент Холла, $\text{м}^3/\text{Кл}$.

С учетом разброса средней скорости дрейфа электронов в полупроводнике значение коэффициента Холла определяется из выражения

$$R_x = -\frac{A}{qn}, \quad (1.22)$$

где $A = 1,18$ для полупроводников с преимущественным рассеянием носителей заряда на тепловых колебаниях кристаллической решетки; $A = 1,93$ при рассеянии на ионизированных примесях.

Для дырочных полупроводников коэффициент Холла рассчитывается по формуле

$$R_x = \frac{A}{qp}, \quad (1.23)$$

где q и p – заряд и концентрация дырок, соответственно.

При смещенной электронно-дырочной проводимости величина коэффициента Холла рассчитывается по формуле:

$$R_x = -\frac{A(nu_n^2 - pu_p^2)}{q(nu_n + pu_p)^2} \quad (1.24)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, соответственно.

Из формулы (1.24) следует, что в собственных полупроводниках при выполнении условия $n_i=p_i$ значение коэффициента Холла равно

$$R_x = -\frac{A}{qn_i} \frac{u_n - u_p}{u_n + u_p} \quad (1.25)$$

Эффект Дембера (фотогальванический) заключается в возникновении ЭДС в однородном полупроводнике при его неравномерном освещении.

Открыт немецким физиком Х. Дембера (H. Dember; 1931); теория разработана Я. И. Френкелем (1933), немецким физиком Х. Фрёлихом (1935), Е. М. Лифшицем и Л. Д. Ландау (1936).

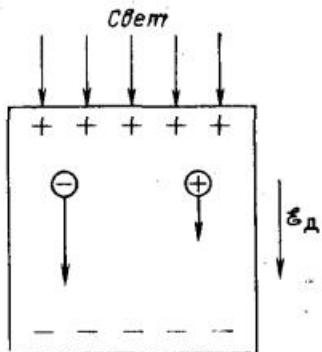


Рис. 1.20. Возникновение ЭДС Дембера.

ЭДС возникает за счет разницы концентраций новых носителей заряда, которые появились в результате освещения. Вновь возникшие электроны и дырки диффундируют из более освещенной области в более затемненную. Коэффициенты диффузии для электронов и дырок имеют различные значения, поскольку электроны обладают большей подвижностью, чем дырки. Таким образом, электроны быстрее распространяются от освещенного места. Возникает ЭДС, направленная от освещенного участка полупроводника к затемненному.

Величина ЭДС определяется формулой:

$$U = -\frac{D_n - D_p}{u_n + u_p} \int_0^l \frac{d\sigma}{\sigma} \quad (1.26)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов, D_p – коэффициент диффузии дырок, u_n – подвижность электронов, u_p – подвижность дырок.

Фотодиэлектрический эффект – изменение статической (низкочастотной) диэлектрической проницаемости среды под действием электромагнитного излучения. Электромагнитное поле может изменить как действитель-

ную (статическую) ε_1 , так и мнимую ε_2 части диэлектрической проницаемости. Изменение величины ε_2 связано с фотопроводимостью. Величина же ε_1 изменяется при облучении среды за счёт перехода части атомов или молекул в возбуждённые состояния, в которых их поляризумость отлична от поляризумости в основном состоянии. В полупроводниках фотодиэлектрический эффект наблюдается даже при сравнительно слабых интенсивностях излучения за счёт оптического возбуждения или оптической перезарядки примесных атомов. При возбуждении или перезарядке увеличивается эффективный радиус атомов примесей и вследствие этого возрастает их поляризумость и поляризумость кристалла в целом.

Фотомагнитоэлектрический эффект (Кикоина-Носкова) – возникновение электрического поля (ЭДС) в освещенном полупроводнике, помещенном в магнитное поле. Направление электрического поля перпендикулярно как направлению магнитного поля, так и потоку носителей заряда, диффундирующих от освещенной поверхности полупроводника (где они возникают) к неосвещенной. Открыт И.К. Кикоиным и М.М. Носковым в 1933 г.

Если полупроводник, освещенный сильно поглощаемым светом, поместить в магнитное поле, то в нем возникает поперечная ЭДС.

Когда на полупроводник падает свет, частота которого соответствует собственному поглощению, то в тонком поверхностном слое образуется высокая концентрация электронов и дырок. Возникающий при этом градиент их концентрации приводит к появлению диффузионного потока носителей в направлении падающего излучения. Если магнитное поле \mathbf{H} приложено вдоль оси OZ (рис. 1.21), световой пучок и диффузионный поток – вдоль оси OY , то магнитное поле отклоняет электроны и дырки в разные стороны, вызывая в направлении ox пространственное разделение зарядов. Если цепь замкнута, то в ней возникает ток j_x , если разомкнута – фотоэдс (рис. 1.22).

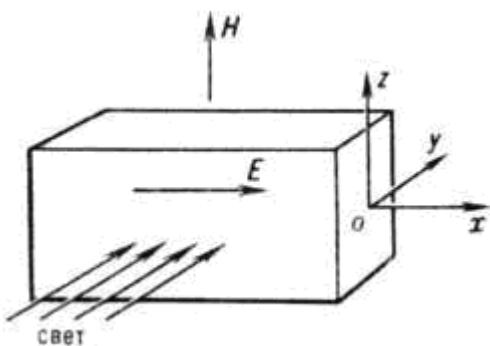


Рис. 1.21. Образец для измерения фотомагнитоэлектрического эффекта.

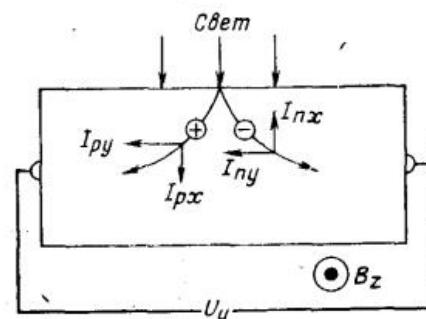


Рис. 1.22. Возникновение напряжения U_y при фотомагнитоэлектрическом эффекте.

В слабых магнитных полях ЭДС фотомагнитоэлектрического эффекта пропорциональна магнитному полю \mathbf{H} и меняет знак при изменении направления \mathbf{H} на противоположное (нечетный фотоэффект).

В слабых магнитных полях ($iH/c \ll 1$, где i – подвижность носителей заряда) плотность тока

$$j_x = -eD \frac{H}{c} (u_n + u_p) \frac{dn}{dy}. \quad (1.27)$$

Здесь D – коэффициент *амбиполярной диффузии* носителей заряда, n – концентрация неравновесных носителей заряда. Вид распределения n в общем случае сложен; он зависит от диффузионно-рекомбинационных параметров полупроводника, от коэффициента поглощения света и квантового выхода фотогенерации носителей.

Неоднородность плотности тока приводит на не короткозамкнутом образце к циркуляции тока $\text{rot } j \neq 0$: ток вблизи освещаемой поверхности течёт в одну сторону, а в глубине – в противоположную сторону. В образце с разомкнутыми контактами полный ток, протекающий через всё сечение, равен нулю. Наличие замкнутого циркулирующего тока в полупроводнике было доказано экспериментально: насаженный на острье иглы цилиндрический образец из Ge при освещении в магнитном поле непрерывно вращался вокруг оси (рис. 1.23).

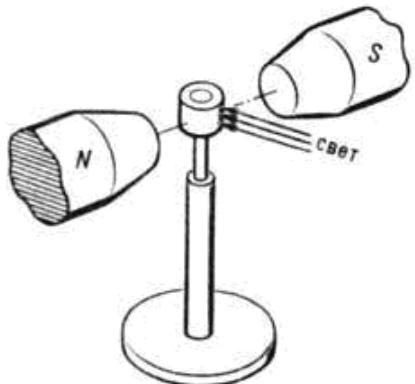


Рис. 1.23. Схема регистрации замкнутого циркулирующего тока в полупроводнике.

В результате действия магнитного поля на замкнутый циркулирующий ток в образце, когда направления \mathbf{H} и диффузионного потока избыточных носителей при освещении образца не перпендикулярны друг другу, в направлении проекции \mathbf{H} на плоскость образца (bb' , рис. 1.24) возникает фотоэдс, не меняющая знака при изменении направления \mathbf{H} на противоположное (четный эффект, Кикоин, 1934). В поликристаллических образцах ЭДС чётного эффекта $U \sim uH^2 \cdot \sin 2\theta$, где θ – угол между диффузионным потоком носителей и \mathbf{H} .

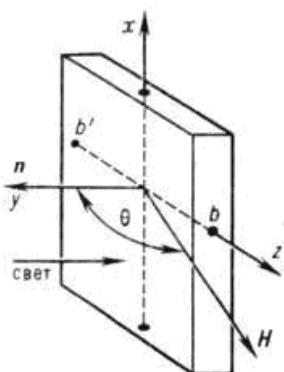


Рис.1.24. Наблюдение четного фотомагнитоэлектрического эффекта.

В монокристаллических полупроводниках и чётный, и нечётный эффекты анизотропны – величина и знак ЭДС зависят от взаимной ориентации кристаллографических осей и \mathbf{H} . Так как анизотропия связана с анизотропией коэффициента диффузии D носителей в присутствии магнитного поля, то её исследование позволяет определить эффективные массы электронов и дырок вдоль различных кристаллографических осей образца.

На основе фотомагнитоэлектрического эффекта созданы простые и надёжные методы определения таких параметров полупроводников, как время жизни неравновесных носителей заряда, диффузионная длина, скорость поверхностной рекомбинации, а также детекторы излучения и магнитометры.

1.2. Фотоэлектрические свойства аморфных полупроводников

1.2.1. Структура аморфных полупроводников. Запрещенная зона по подвижности. Механизмы образования дефектов.

Структурные модели аморфных полупроводников

Для выяснения понятия “аморфный” необходимо понять разницу между ближним и дальним порядками в твердом теле. Ближним пространственным порядком в области до первого и второго соседних атомов обладают все твердые и жидкые материалы. Периодический атомный порядок в кристалле называется дальним, если он распространяется на 10 – 100 атомных расстояний, как например, в мелкокристаллических материалах. Аморфными или стеклообразными называют твердые тела, не обладающие дальним порядком. Атомы такого материала располагаются в непрерывной, беспорядочной пространственной сетке (случайной структурной сетке). На примере аморфных полупроводников видно, что дальний порядок оказывает не очень сильное влияние на собственно полупроводниковые свойства: материал сохраняет свои свойства до тех пор, пока остается стабильным его ближний порядок. Все аморфные и стеклообразные полупроводники характеризуются наличием ближнего и отсутствием дальнего порядка. Эксперименты показывают, что резкие изменения полупроводниковых свойств отсутствуют при переходе материала из кристаллического в аморфное состояние; общий вид электрических и оптических его характеристик при этом сохраняется.

Существует достаточно большое количество аморфных материалов, проявляющих типично полупроводниковые свойства: экспоненциальный рост проводимости с температурой, фотопроводимость, существование края оптического поглощения, возможности легирования. Поэтому важно понять, каким образом, разрушая периодический дальний порядок кристалла, можно сохранить при этом необходимые связи между отдельными атомами твердого тела, то есть в пределах ближнего порядка. Для четырехвалентных атомов можно показать, что известные монокристаллы представляют не единственное решение этой задачи (рис.1.25). При изменении углов между связями на несколько градусов, вращении атома вокруг оси связи и небольших (на не-

сколько процентов) статистических отклонений атомного расстояния дальний порядок разрушается полностью.

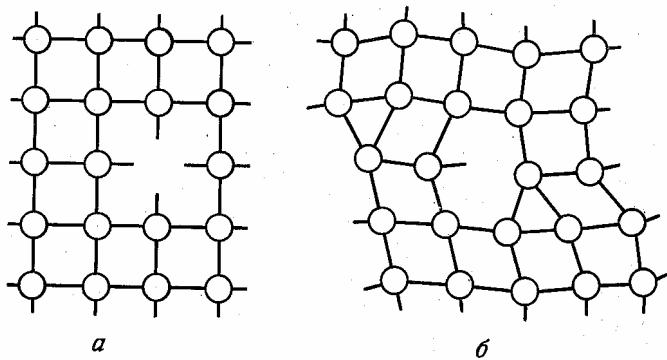


Рис.1.25. Двумерные схемы свободных валентных связей в дефектах
 а – оборванные валентные связи вблизи вакансии в упорядоченной структуре;
 б – насыщенные и свободные валентные связи в неупорядоченной структуре.

Идеально аморфной называют структуру, в которой все связи каждого атома полностью насыщены. Любое отклонение от идеального ближнего порядка, характеризуемого насыщением всех химических связей, является дефектом. Тип дефектов и их количество играют определяющую роль в описании полупроводниковых свойств аморфных полупроводников.

В центре дефекта в аморфном полупроводнике находится единичная свободная валентная, или так называемая, оборванная связь. Во внутреннем объеме кристаллических материалов такой вид дефектов не стабилен: структурный порядок кристалла требует, чтобы разъединенные атомы не образовывали других связей. Количество же ненасыщенных связей при этом всегда четное. В аморфных материалах в отсутствие дальнего порядка также возможен структурный беспорядок вблизи атома. Однако здесь разъединенные атомы могут образовывать новые связи, вследствие чего остаются *единичные свободные связи*.

Неспаренные электроны единичных свободных валентных связей можно обнаружить при помощи электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Этим методом установлено, что в аморфных кремнии и германии основным видом дефектов являются оборванные связи плотностью 10^{19} см^{-3} .

Для выяснения связи между этими представлениями о структуре и имеющими практическое значение оптическими и электрическими свойствами аморфных полупроводников построена модель, аналогичная зонной модели для кристаллических полупроводников.

Вследствие нарушения дальнего порядка резкий переход между разрешенными и запрещенными уровнями становится постепенным, с размытыми границами. При этом говорят о хвостах плотности состояний энергетических зон. Многие локальные дефекты приводят к появлению внутри запрещенной зоны разрешенных уровней электронных состояний часто с довольно высокой плотностью. Вследствие этого плотность состояний электронов и дырок только снижается между зоной проводимости и валентной зоной, но не обращается в ноль, как кристаллических полупроводников (рис.1.26).

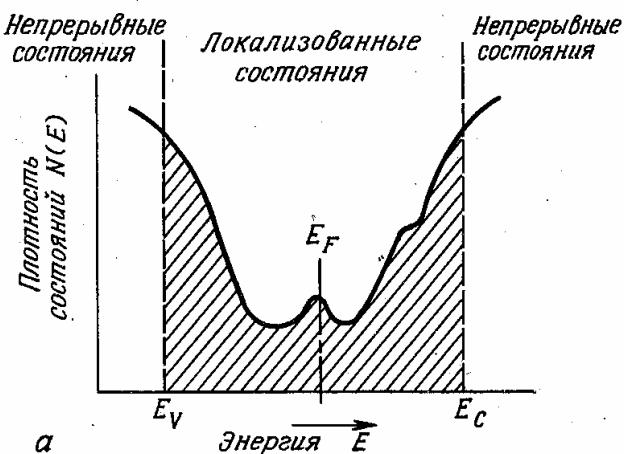


Рис. 1.26. Типичное распределение плотности состояний $N(E)$ электронов по энергиям;

Непрерывная плотность состояний вплоть до уровня Ферми занятых электронами, должна приводить к металлической проводимости. Тем не менее, аморфные полупроводники ведут себя как вещества с резко очерченной запрещенной зоной. Важнейшая проблема состоит в том, чтобы привести в соответствие обнаруженные электрические и оптические свойства аморфных полупроводников и существующие физические модели. Наиболее удачное решение этой задачи предложено П. Андерсоном. Он теоретически показал, что при наличии структурного беспорядка собственная функция электронов наряду с пространственно непрерывным решением имеет и так называемые локализованные решения (локализованные состояния). В зависимости от вида структурного беспорядка и плотности возможных состояний можно определить резкую энергетическую границу, выше которой электроны свободно движутся (непрерывное решение) а ниже которой (при $T=0$) они неподвижны, то есть локализованы. Аналогично для дырок. Получается резко ограниченная энергетическая зона. В отличие от зонной модели кристаллов эти зоны ведут себя как зоны подвижности носителей заряда, разделенные разрывом в подвижности, а не в плотности состояний (рис.1.27).

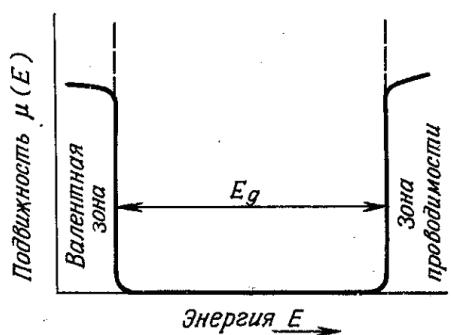


Рис.1.27. Зависимость подвижности носителей заряда от энергии.

Таким образом, особенности аморфных и стеклообразных полупроводников связаны с особенностями энергетического спектра электронов. Наличие энергетических областей с высокой и низкой плотностями электронных состояний – следствие ближнего порядка. Поэтому говорить о зонной структуре некристаллических веществ можно лишь условно. Однако разупорядоченность структуры приводит к появлению дополнительных разрешённых элек-

тронных состояний, плотность которых $g(E)$ спадает вглубь запрещённой зоны, образуя "хвосты" плотности состояний (рис. 1.28, а).

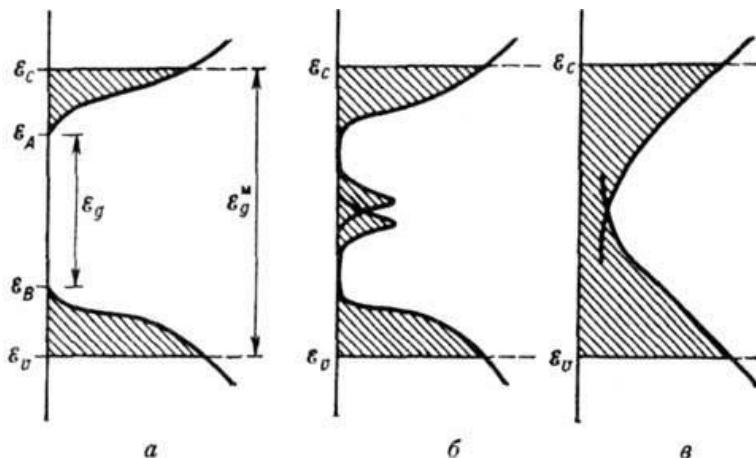


Рис. 1.28. Схемы энергетического спектра ХСП As_2Se_2 . Области локализованных состояний заштрихованы. E_A , E_B – границы областей с высокими плотностями состояний; E_g^M – запрещённая зона по подвижности.

Электронные состояния в "хвостах" делятся на локализованные и делокализованные (токопроводящие). Резкие границы между этими состояниями называются краями подвижности (E_C и E_V , рис. 1.28), расстояние между ними называется запрещённой зоной (или щелью) по подвижности E_g^M .

Максимумы $g(E)$, обусловленные дефектами структуры, могут возникать внутри щели и перекрываться друг с другом, как и сами "хвосты" (рис. 1.28 б, в). В соответствии с этим выделяют три механизма проводимости, которые преобладают в различных температурных интервалах (рис. 1.29).

1) При высоких температурах основным механизмом является термостимулированная проводимость. Для появления тока носители заряда должны преодолеть существующий разрыв в подвижности за счет теплового возбуждения, благодаря чему и возникает этот тип проводимости. Аналогично кристаллам взаимосвязь между проводимостью σ и температурой T в аморфных полупроводниках выражается зависимостью

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-\frac{(E_C - E_F)}{kT}\right] = \sigma_0 \exp\left(-\Delta E/kT\right), \quad (1.28)$$

где E_F – энергия Ферми, $\sigma_0 = 10^3 - 10^4 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

В случае электронной проводимости ΔE представляет собой разность энергий нижнего края зоны проводимости и уровня Ферми. В случае дырочной проводимости ΔE – разность энергии уровня Ферми и верхней границы валентной зоны.

Эта модель объясняет существование края оптического поглощения и спад фотопроводимости при облучении фотонами с энергией меньше ширины запрещенной зоны. Оптически возбужденные переходы между локализованными состояниями из-за их пространственной разобщенности маловероятны.

Большее, чем в кристаллах, количество дефектов и локализованных состояний внутри запрещенной зоны оказывает существенное влияние на перемещение носителей заряда в аморфных полупроводниках. Электроны мо-

гут опускаться из зоны проводимости на уровни локализованных состояний и удерживаться там какое-то время. Подвижность носителей заряда в интервалах между такими остановками сильно уменьшается в зависимости от числа и глубины залегания таких ловушек. Усредненную на некотором участке подвижность называют дрейфовой, в отличие от микроскопической подвижности в невозбужденном состоянии в зоне проводимости.

2) Если температуры носителя заряда недостаточно, чтобы подняться в зону проводимости, то реализуется прыжковый механизм проводимости. В соответствии с пространственным и энергетическим расстоянием между отдельными ловушками термически активированные носители заряда туннелируют от одной ловушки к другой.

Прыжковый перенос носителей заряда, возбуждённых в локализованные состояния вблизи краёв подвижности, описывается формулой

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-\frac{(E_A - E_F + W)}{kT}\right], \quad (1.29)$$

где W – энергия активации прыжка, $\sigma_0 \leq 10 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

При таком механизме переноса заряда проводимость увеличивается с ростом температуры и плотности ловушек (центров захвата). В кристаллических полупроводниках аналогичный процесс называют проводимостью по дефектам.

3) Третий возможный механизм переноса заряда заключается в прыжках переменной длины по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. При относительно низких температурах занятыми оказываются только эти состояния, и прыжок носителя заряда следует не в соседнее состояние, а в соседнее с минимально возможной разницей энергии. Для проводимости при таком механизме Н. Мотт установил соотношение, названное его именем:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{4}}\right]. \quad (1.30)$$

При низких температурах для многих аморфных полупроводников обнаружена именно такая температурная зависимость проводимости.

Отличительной чертой аморфных полупроводников является малая дрейфовая подвижность носителей заряда – на 4–9 порядков меньше, чем в кристаллических. Следствием является на порядки меньшая проводимость аморфных полупроводников по сравнению с кристаллическими.

Аморфные и стеклообразные полупроводники по составу и структуре подразделяются на халькогенидные, оксидные, тетраэдрические и органические. Другие материалы, например, аморфные полупроводники V группы (мышьяк, фосфор) или аморфный арсенид галлия по своим свойствам находятся между основными классами. Наиболее подробно изучены халькогенидные стеклообразные (ХСП) и элементарные тетраэдрические (ЭТАП).

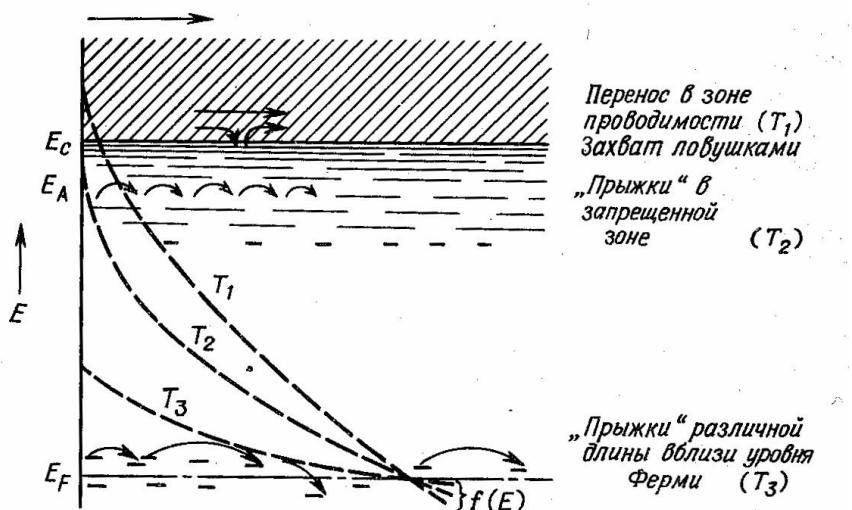


Рис. 1.29. Механизмы фотопроводимости. Механизмы 1 и 2 более характерны для халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), случай 3 – для элементарных тетраэдрических аморфных полупроводников (ЭТАП).

Из оксидных полупроводников наибольшее применение нашли окислы индия и олова, а также цинка, поскольку эти материалы идут на прозрачные электроды электрооптических элементов.

Механизмы 1 и 2 более характерны для ХСП, случай 3 – для ЭТАП. Прыжковый перенос носителей проявляется в слабой зависимости проводимости на переменном токе от температуры; зависимости от частоты $\sigma_\infty \approx k\omega^{0.8}$; в противоположных знаках термоэдс и эффекта Холла.

Подвижность носителей заряда мала (10^{-5} – 10^{-8} см² В⁻¹с⁻¹) и зависит от напряжённости электрического поля и толщины образца, что связывают либо с многократным захватом носителей на локализованные состояния, распределённые по определенному закону, либо с прыжковым переносом.

ЭТАП (аморфные Ge и Si, а также аморфный карбид кремния) получают чаще всего ионным распылением в различных водородсодержащих атмосферах или диссоциацией содержащих их газов (в частности, SiH₄ или GeH₄) в высокочастотном разряде. Для получения тонких пленок аморфных полупроводников IV группы обычно используют метод осаждения в тлеющем разряде (в плазме низкого давления). Аморфные германий и кремний в чистом виде не находят практического применения из-за большого количества оборванных связей и пор. Этот недостаток преодолевается гидрогенизацией аморфного материала. При осаждении пленки в газовой смеси должен присутствовать водород (или другой пассивирующий материал), который позволяет избежать образования пор и насытить большую часть оборванных связей. Гидрогенизированные материалы можно легировать, как обычные кристаллические полупроводники. ЭТАП, в частности аморфный Si, удается эффективно легировать атомами P и B.

ХСП получают в основном либо охлаждением расплава, либо испарением в вакууме. К ним относятся Se и Te, а также двух- и многокомпонентные стеклообразные сплавы халькогенидов (сульфидов, селенидов и теллуридов) различных металлов (например, As-S - Se, As-Ge-Se-Te, As-Sb-S-Se, Ge-S-Se, Ge-Pb-S).

Для большинства ХСП энергия активации практически не зависит от природы и концентрации примесей (примесные атомы проявляют максимальную валентность, отдавая все свои валентные электроны на образование ковалентных связей с основными атомами). Однако примеси переходных металлов (Ni, Mo, W, Fe) вызывают появление примесной проводимости (резкое возрастание σ). Предполагается, что её создают d -электроны, которые могут не участвовать в образовании ковалентных связей.

В ХСП электронные состояния в запрещённой зоне являются поляронами малого радиуса. Заполнение такого состояния электроном сопровождается сдвигом соседних атомов решётки, что приводит к отличию значений ширины запрещенной зоны, полученных из измерений межзонного поглощения света и энергии активации проводимости.

По свойствам халькогенидные полупроводники несколько отличаются от аморфных Ge и Si, что объясняется иным характером их электронной структуры в сравнении с полупроводниками тетраэдрического строения. Халькогениды имеют 6 внешних электронов, так что они двухвалентны. Атомы двухвалентных халькогенидов образуют друг с другом цепи и кольца и ванндер-ваальсовыми силами связаны слабо. Такой характер связей обуславливает склонность веществ к стеклованию. Структура основного представителя ХСП – аморфного селена – состоит из сплетенных друг с другом молекулярных цепочек различной длины, содержащих также кольцевые фрагменты. Добавка трехвалентных элементов, например, мышьяка, приводит к образованию поперечных связей между молекулярными цепями и повышению стабильности материала. Бесструктурность материала определяет также характер встраивания легирующих примесей. Атомы с различным числом связей при общем беспорядке в структуре соединяются с другими атомами вплоть до полно насыщения. Поэтому легировать халькогенидные полупроводники в обычном смысле невозможно.

Второй характерной особенностью атомных оболочек халькогенов является наличие четырех электронов, не участвующих в образовании связей. Обычно эти электроны образуют пары с противоположными спинами. В таких электронных парах возможен обмен электронами внутри электронной оболочки, что приводит к изменению валентности атома. Было обнаружено, что такого рода локальные изменения валентности проявляют себя как электронные дефекты. Подобные дефекты не представляются аналогом отдельным оборванным связям с минимальной энергией в полупроводниках тетраэдрического строения, поскольку здесь имеет место перенос электрона от одной свободной валентной связи (D^0) к соседней, так что один дефект приобретает положительный заряд (D^+), а другой – отрицательный (D^-). Этот процесс записывается по аналогии с экзотермической химической реакцией, равновесие которой смешено вправо: $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$. Появление энергии, необходимой для возникновения (вопреки кулоновскому отталкиванию электронов) дефекта D^- , связано с локальной перестройкой решётки. В этом случае можно говорить об отрицательной эффективной корреляционной энергии дефекта, содержащего два электрона. Полагают, что решётка дефор-

мируется вблизи дефекта D^+ , при этом из-за одного недостающего электрона оказывается разрушенной одна электронная пара и атом селена в своем окружении становится трехвалентным.

Такая модель заряженных свободных связей в ХСП позволяет понять многие характерные свойства материалов этой группы. Заряженные дефекты D^+ с недостающим электроном и D^- с двумя электронами противоположных спинов позволяют объяснить, почему халькогениды не дают никакого ЭПР сигнала, тогда как другими методами обнаруживается большое количество дефектов.

В процессе переноса заряда D^+ ведет себя как ловушка электронов, а D^- – как ловушка дырок. Такая модель поясняет еще одно свойство халькогенидов – значительную подвижность дырок по сравнению с подвижностью электронов. Процесс захвата электрона $e + D^+ \rightarrow D^0 \rightarrow D^- + h$ приводит к образованию более глубокого уровня D^0 , чем обратный процесс захвата дырки. Таким образом, малая дрейфовая подвижность электронов может быть вызвана не медленным движением в зоне проводимости (микроскопическая подвижность), а их эффективным захватом ловушками, образующими глубокие энергетические уровни.

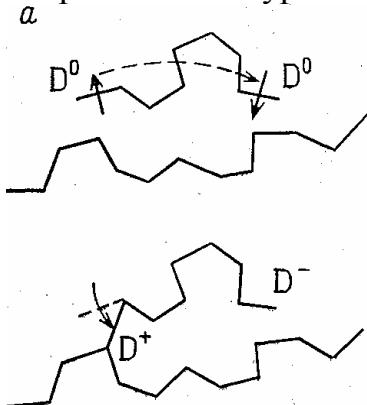


Рис. 1.30. Дефекты в халькогенидах. Иллюстрация перехода электрона с конца одной цепочки на другую, создающего два заряженных дефекта. Реакция экзотермическая. Дефект D^+ образует атом, координированный с тремя соседями.

Другой тип дефектов, возможный в халькогенидных стеклах связан с «неправильными связями», а не с «неправильной координацией». Это имеет смысл, если предположить отклонение от идеальной стехиометрии с полным упорядочением. В этом случае атомы одного (избыточного) элемента соединения оказываются связаны между собой. Отсюда вытекает нестабильность соединений с преобладанием компоненты с большей валентностью (мышьяка).

1.2.2. Оптические свойства аморфных полупроводников. Особенности спектров поглощения.

Многие аморфные полупроводники проявляют ярко выраженную фотопроводимость. При этом в отличие от хорошо проводящих кристаллических полупроводников, количество фотовозбужденных неравновесных носителей в них может на порядки превосходить концентрацию равновесных носителей при данной (комнатной) температуре. Это позволяет использовать аморфные полупроводники в качестве фотосопротивлений (селеновый фотоэлемент), в то время как все фотоприемники с использованием классических кристаллических проводников представляют собой барьерные структуры.

Определяющий температурную зависимость экспоненциальный множитель (отвечающий распределению Больцмана) в формуле для фотопроводимости не фигурирует.

От интенсивности возбуждающего излучения фотопроводимость аморфных полупроводников зависит по степенному закону $\sigma_\phi \sim I^n$, где $0,5 < n < 1$.

При описании основных черт спектров важным моментом является то, что форма спектральных кривых всех аморфных полупроводников оказывается одной и той же и характеризуется наличием двух разделенных по энергиям областей. Спектральная кривая в первой области описывается показательной функцией E и соответствует энергиям, большим ширины запрещенной зоны:

$$I(E) \sim (E - E_g)^r, \quad E > E_g, \quad (1.31)$$

где обычно показатель $r \approx 2$, так что кривая описывается параболой. Выражение (1.31) часто используется для определения оптической ширины запрещенной зоны аморфных полупроводников.

Второй участок кривой, соответствующий меньшим энергиям $E \leq E_g$, описывается экспонентой и носит название хвоста Урбаха.

Одной из характерных для аморфных полупроводников особенностью оптического поглощения является то, что оно часто сопровождается многочисленными фотостимулированными процессами, такими как парамагнетизм, усталость люминесценции, обратимые и необратимые фотоструктурные изменения.

В ХСП наблюдается ряд специфических явлений, например, уменьшение люминесценции в процессе возбуждения, что коррелирует с появлением сигнала фотоиндуцированного электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и фотоиндуцированного поглощения света. Эти особенности объясняются наличием заряженных дефектов, которые при низкотемпературном освещении становятся нейтральными и парамагнитными.

Если сравнивать спектры поглощения аморфного фотопроводника и этого же полупроводника в кристаллическом состоянии, то помимо сдвига края поглощения в длинноволновую область следует отметить уширение спектрального максимума, который сдвигается в область более коротких длин волн (рис. 1.31).

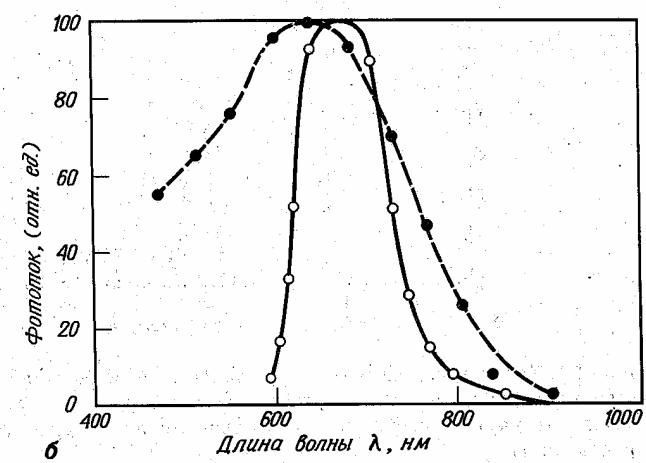


Рис. 1.31. Зависимость фототока от длины волны (б) в аморфном (штрих) и кристаллическом (сплошная линия) As_2Se_3 .

РАЗДЕЛ 2. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР

2.1. Контактные явления в полупроводниках

2.1.1. Контактные явления в полупроводниках. Физика энергетического барьера на границе двух сред. Двойной электрический слой и его роль в формировании барьерных структур. Распределение поля и заряда в барьере. Высота и ширина барьера. Образование контакта металл – полупроводник. Выпрямление на контакте.

В основе контактных явлений лежат физические процессы, протекающие в полупроводнике под действием электрического поля, возникающего на контакте. В полупроводнике в отсутствие внешнего электрического поля объемный заряд равен нулю. При наличии поля произойдет перераспределение носителей заряда, в результате чего в полупроводнике появится объемный заряд и внутреннее электрическое поле.

В области, прилегающей к поверхности полупроводника, распределение концентрации носителей заряда изменяется по сравнению с объемом. В приповерхностной области будет наблюдаться пониженная или повышенная концентрация электронов в зависимости от полярности приложенного поля. Избыточная концентрация электронов (или дырок), а значит и объемный заряд, будут уменьшаться с увеличением расстояния от поверхности вглубь полупроводника. Напряженность поля объемного заряда также будет максимальной на поверхности полупроводника.

Электрическое поле изменит потенциальную энергию электронов на величину, равную $U(\mathbf{r}) = -e\phi(\mathbf{r})$, где $\phi(\mathbf{r})$ – потенциал поля. Следовательно, электрическое поле вызовет искривление зон энергии полупроводника (рис.2.1, 2.2). При этом смещение испытывают все уровни, в том числе и уровни примеси, лежащие в запрещенной зоне.

В результате искривления зон в приповерхностной области полупроводника может измениться тип основных носителей заряда. Такой слой называется инверсным или обращенным слоем. В таком полупроводнике на некотором расстоянии от поверхности имеется слой с собственной проводимостью (*i*-слой) и уровень Ферми проходит посередине запрещенной зоны. Эта область носит название физического *p-n* перехода. Она исчезает при снятии внешнего электрического поля.

Для перевода электрона из полупроводника в вакуум необходимо затратить энергию. Если за начало отсчета принять энергию электрона E_a , покоящегося в вакууме, то для перевода электрона с уровня E_c в вакуум без сообщения ему кинетической энергии потребуется энергия, равная $\chi_0 = E_a - E_c$, которая называется истинной работой выхода. Следовательно, на границе полупроводника существует энергетический барьер, препятствующий выходу электронов из кристалла. Его могут покинуть лишь электроны, обладающие энергией, достаточной для преодоления барьера. Чем выше температура

кристалла, тем больше будет в нем таких электронов. Явление выхода электронов из вещества называется термоэлектронной эмиссией. Термодинамическая работа выхода равна

$$\Phi = \chi_0 + E_c - E_F = E_a - E_F. \quad (5.1)$$

Контактная разность потенциалов равна разности работ выхода контактирующих веществ. Если контактируют два металла, внутренняя контактная разность потенциалов определяется разностью энергий Ферми изолированных металлов.

Контакт металл – полупроводник

При контакте возникает ток, который будет течь до тех пор, пока уровни Ферми в системе не выровняются. Контактная разность потенциалов практически полностью сосредоточена в приконтактной области полупроводника. Напряженность электрического поля в приповерхностном слое полупроводника, вызванного контактной разностью потенциалов (10^6 В/см), на два порядка меньше напряженности поля, обусловленного ионами кристаллической решетки (10^8 В/см). Поэтому контактное поле не может изменить ширину запрещенной зоны, но вызывает изгиб зон на величину $e\varphi_K$.

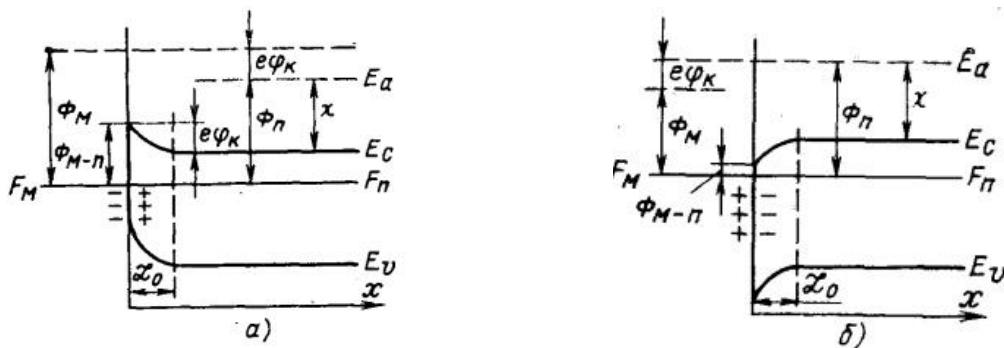


Рис. 2.1. Контакт металл – электронный полупроводник в случае $\Phi_M > \Phi_n$ (а) и $\Phi_M < \Phi_n$ (б).

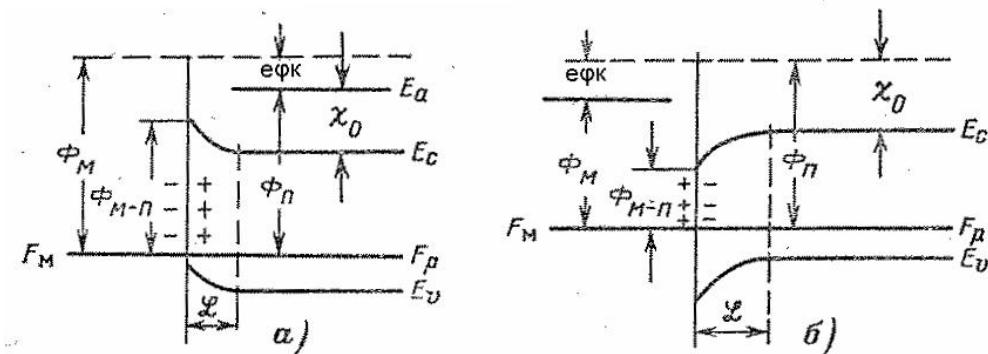


Рис. 2.2. Контакт металл – дырочный полупроводник в случае $\Phi_M > \Phi_p$ (а) и $\Phi_M < \Phi_p$ (б).

Если работа выхода электронов из металла больше, чем из полупроводника, то приконтактная область полупроводника обогащается дырками, а если меньше, то электронами. Обогащение приконтактной области неосновными носителями (рис. 2.1. (а) и рис. 2.2. (б)) сопровождается уменьшением проводимости. Слой с пониженной проводимостью называется запирающим.

Такие контакты являются выпрямляющими. В том случае, если приконтактная область обогащается основными носителями (рис. 2.1. (б) и рис. 2.2. (а)), проводимость в приконтактной области повышается. Слой с повышенной проводимостью называется антизапирающим. Контакты с антизапирающим слоем называются омическими. Омические контакты образуются значительно реже, чем выпрямляющие.

Чем меньше степень легирования и чем больше разность работ выхода электрона из полупроводника и из металла, тем больше глубина проникновения в полупроводник электрического поля, вызванного контактной разностью потенциалов.

При контакте с металла с собственным полупроводником искривление зон всегда сопровождается увеличением проводимости в приконтактной области, а направление искривления (вверх или вниз) зависит от соотношения работ выхода полупроводника и металла.

Распределение поля в барьере

В модели, впервые предложенной Шоттки, предполагалось, что полупроводник однороден вплоть до границы с металлом и, следовательно, нескомпенсированные доноры образуют однородный пространственный заряд в обедненной области. Поэтому напряженность электрического поля в соответствии с теоремой Гаусса увеличивается линейно с расстоянием от края обедненной области, а электростатический потенциал растет квадратично (рис. 2.3,а). Результирующий барьер параболической формы известен как барьер Шоттки.

Несколько другая модель предложена Мотом, предположившим, что непосредственно вблизи металла существует тонкий слой полупроводника, лишенный доноров. В том случае напряженность поля будет постоянной по всему этому слою, а электростатический потенциал растет сначала квадратично, а потом линейно (рис. 2.3,б). На практике этот случай реализуется редко.

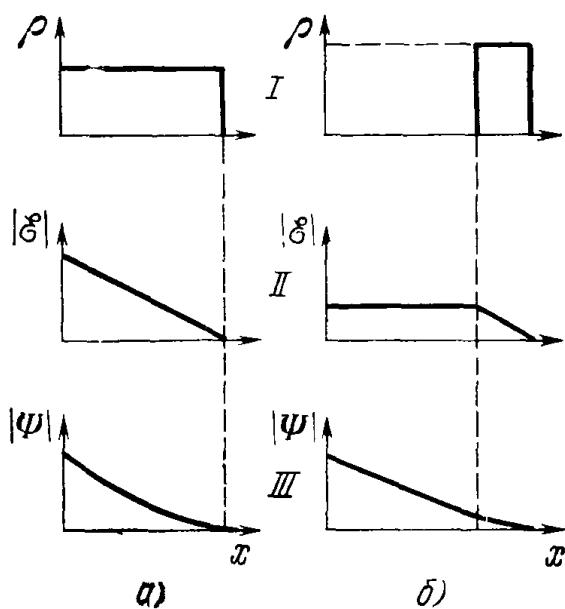


Рис. 2.3. Барьеры Шоттки (а) и Мота (б).
 I – плотность заряда,
 II – напряженность электрического поля,
 III – электростатический потенциал.

Диффузионная теория выпрямления

Поток электронов из металла в полупроводник зависит от температуры и контактной разности потенциалов.

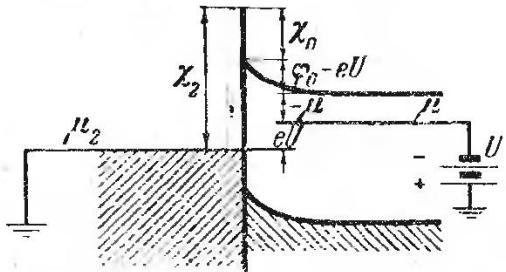


Рис.2.4. Распределение контактного поля при соединении полупроводника с металлом.

Так как электронам для перехода из полупроводника в металл не нужно преодолевать барьера, то поток из полупроводника определяется только концентрацией электронов в зоне проводимости у границы с металлом.

При включении внешнего поля концентрация электронов у границы изменяется, соответственно изменяется и поток электронов из полупроводника в металл. Так как внешнее поле не изменяет высоты барьера (рис. 2.4), то поток электронов из металла в полупроводник остается прежним. При $U > 0$ ток течет из металла в полупроводник, то есть электроны двигаются из полупроводника в металл. Направление тока, при котором сопротивление запорного слоя убывает, называют пропускным направлением. Ток быстро растет по экспоненциальному закону

$$j \sim \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (2.2)$$

Уменьшение сопротивления запорного слоя в этом случае вызывается уменьшением высоты потенциального барьера и увеличением концентрации электронов в нем.

При обратном направлении тока, называемом запорным, ток дается выражением

$$j = -eu_n n_s E_0, \quad (2.3)$$

где u_s – подвижность, n_s – концентрация электронов у границы. То есть j растет пропорционально $U^{1/2}$, а сопротивление запорного слоя также растет пропорционально $U^{1/2}$. При этом сопротивление запорного слоя тем больше, чем меньше концентрация электронов у границы n_s , то есть чем выше барьер ϕ_0 .

Описанная теория называется диффузионной теорией выпрямления, так как в ее основе лежит предположение, что движение носителей в запорном слое описывается диффузионным уравнением. Она применима только в относительно слабых полях, когда ток можно представить в виде суммы диффузионного и омического токов, то есть пока выполняется условие

$$E \ll \frac{kT}{el}. \quad (2.4)$$

В рассмотренном выше запорном слое максимальное значение поля при прямых токах равно

$$E_0 = \frac{2\phi_0}{eL}, \quad (2.5)$$

поэтому неравенство (2.5), а значит и диффузионная теория, справедливы, если толщина слоя объемного заряда L удовлетворяет условию:

$$L \gg \frac{2\phi_0}{kT} l. \quad (2.6)$$

Так как толщина слоя обратно пропорциональна квадратному корню из концентрации носителей, то диффузионная теория справедлива для полупроводников с малой концентрацией носителей n_0 и малой длиной свободного пробега, то есть небольшой подвижностью. Для полупроводников с большой подвижностью носителей, таких как германий и кремний, она непригодна.

Диодная теория выпрямления

Для полупроводников с большой подвижностью носителей обычно хорошо выполняется условие

$$l \gg \frac{kTL}{2\phi_0}. \quad (2.7)$$

При выполнении данного условия можно не учитывать рассеяния электронов в запорном слое и считать, что все электроны, имеющие энергию, достаточную для преодоления барьера запорного слоя, могут вылететь из полупроводника. При хорошем контакте все они попадут в металл (отражение от барьера не учитываем). Поскольку количество электронов, вылетающих в вакуум с 1см^2 поверхности за секунду равно

$$I = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{-\chi}{kT}\right), \quad (2.8)$$

поток электронов через барьер высотой $\varphi(0) - \mu$ над уровнем химического потенциала равен

$$I = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\varphi(0) - \mu}{kT}\right). \quad (2.9)$$

С учетом выражений для равновесной концентрации электронов в объеме, их средней скорости и высоты барьера можно переписать эту формулу по аналогии с диффузионной теорией:

$$I_1 = \frac{1}{4} n_s \bar{v} \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right). \quad (2.10)$$

Результирующий ток, равный разности токов из металла и полупроводника, равен

$$j = e(I_1 - I_2) = \frac{1}{4} en_s \bar{v} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.11)$$

При приложении поля в пропускном направлении ($U > 0$) высота барьера уменьшается и поток электронов из полупроводника в металл резко возрастает. При запорном напряжении ($U < 0$) высота барьера увеличивается и поток электронов из полупроводника уменьшается, а при $-eU \gg kT$ потоки электронов в обоих направлениях практически равны и ток не зависит от напряжения (обратная ветвь вольтамперной характеристики выходит на насыщение).

Для реальных контактов металл-полупроводник, в отличие от рассмотренных идеальных, контактная разность потенциалов, как правило, не равна разности работ выхода полупроводника и металла. Причиной являются медленные поверхностные уровни, плотностью $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-1}$. Поверхностные уровни, также как и уровни в объеме, могут быть донорными и акцепторными. Высота барьера ϕ_0 в этих условиях определяется равенством нулю полного заряда в приповерхностном слое и на поверхностных уровнях. При определенных обстоятельствах она может вообще не зависеть от типа металла. Внешнее поле экранируется поверхностным зарядом.

Зазор между полупроводником и металлом настолько тонок, что он прозрачен для электронов. Основное сопротивление для тока представляет запорный слой, то есть скачок уровня Ферми происходит не на зазоре, а в приповерхностном слое, а положения уровня Ферми на самой поверхности и в металле почти совпадают (рис. 2.5).

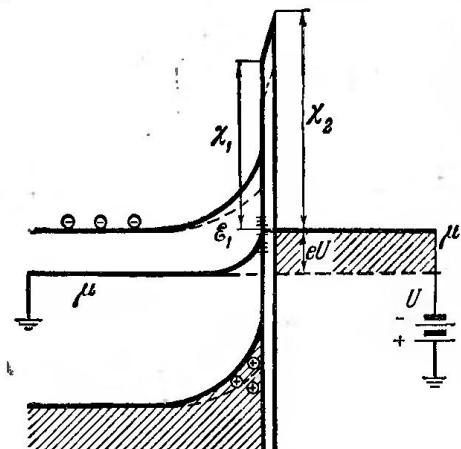


Рис. 2.5. Ход $\phi(x)$ и $\mu(x)$ через неидеальный контакт металла с полупроводником.

Обе теории выпрямления применимы и к реальным kontaktам с той разницей, что высота барьера в этом случае не равна разнице работ выхода, а определяется положение поверхностных уровней.

2.1.2. p – n переход. Физика возникновения барьера на границе p - и n - областей. Высота барьера. Распределение заряда и напряженности поля в p – n переходе. Изменение барьера при прямом и обратном смещении: высота и форма барьера, обратный ток. Методы получения.

Распределение носителей в p - n переходе

Распределение концентраций носителей и ход потенциалов в переходной области – p - n переходе определяется распределением примесей.

Вблизи границы перехода существует большой градиент концентрации электронов и дырок. Возникновение диффузионных потоков приводит к разделению зарядов, вследствие чего приконтактная область обедняется свободными носителями, и в ней появляется объемный заряд, положительный в n -области и отрицательный в p -области, обусловленный ионами примеси. В области перехода возникнет поле, направленное от n -к p -области (рис.2.6, б). Под действием этого поля возникнет дрейф дырок из n -области в p -область. Обмен носителями между областями будет продолжаться до тех пор, пока дрейфовый ток неосновных носителей не сравняется с диффузионным током основных носителей. В результате наступит равновесное состояние, при котором суммарный ток через переход равен нулю. Равновесное состояние будет характеризоваться одинаковым положением уровня Ферми во всей системе, а уровни энергии в приконтактной области, в которой имеется электрическое поле, будут искривлены. Искривление зон вызовет перераспределение концентрации электронов и дырок.

Чем сильнее легированы обе области полупроводника, тем больше контактная разность потенциалов, и тем меньше толщина слоя объемного заряда. Если одна из областей легирована сильнее другой, то поле распространяется только в слаболегированный материал. Большая часть падения потенциала приходится на высокоомную область. На рис. 2.6 показаны потенциальные барьеры для электронов и дырок и показаны направления составляющих тока основных и неосновных носителей. Основные носители должны преодолевать барьер. Переход неосновных носителей совершается под действием поля. В состоянии термодинамического равновесия диффузионный поток основных носителей уравновешивается дрейфовым током неосновных.

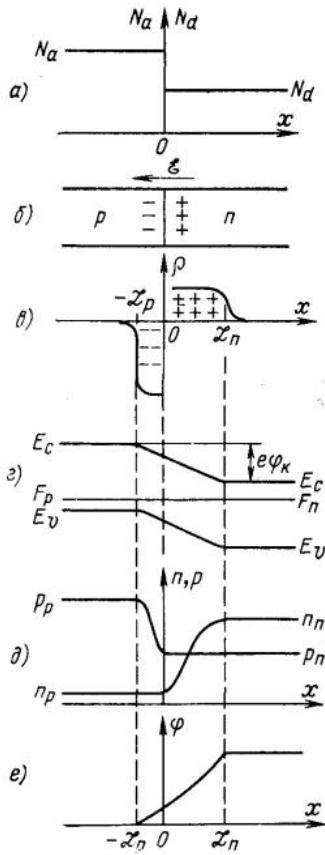


Рис. 2.6. Распределение примесей (а), разделение зарядов и возникновение электрического поля (б), распределение объемного заряда (в), зонная структура (г), распределение концентрации электронов и дырок (д) и изменение потенциала (е) в контакте электронного и дырочного полупроводников.

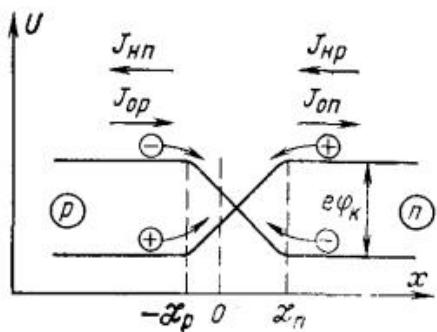


Рис. 2.7. Потенциальные барьеры для дырок и электронов в p - n переходе.

Выпрямление тока на p - n переходе

Если на p - n переход подать прямое смещение V (минус к n - области), то высота потенциального барьера снизится на eV по сравнению с равновесным состоянием. Соответственно изменится и толщина запорного слоя. Ток неосновных носителей через переход останется практически неизменным, в то время как ток основных носителей возрастет, так как с понижением потенциального барьера большее число электронов может перейти в p - область и большее число дырок – в n - область. В результате во внешней цепи будет протекать ток, равный разности токов основных и неосновных носителей.

В n - области появившиеся неосновные носители (Δp) создадут в первый момент вблизи контакта положительный объемный заряд. Однако через очень короткое время этот заряд будет скомпенсирован объемным зарядом основных носителей – электронов, которые под действием электрического поля, созданного неравновесными дырками, будут подтянуты из глубины n -

области, а в n - область электроны поступают из внешней цепи. Таким образом, во всех частях полупроводника будет соблюдена электрическая нейтральность, но в приконтактной области концентрация электронов и дырок будет повышена на величину $\Delta n = \Delta p$ по сравнению с равновесным состоянием.

Введение в полупроводник неравновесных носителей заряда с помощью p - n перехода при подаче на него смещения называется инжекцией. С увеличение прямого смещения на p - n переходе концентрация инжектированных неосновных носителей резко возрастает, что приводит к сильному росту тока через контакт в прямом направлении:

$$\Delta p = p_n \cdot (\exp(eV/kT) - 1), \quad (2.12a)$$

$$\Delta n = n_n \cdot (\exp(eV/kT) - 1). \quad (2.12b)$$

При обратном подключении перехода (плюс к n - области) потенциальный барьер повышается и увеличивается толщина запорного слоя. Чем сильнее смещен переход, тем меньшее количество основных носителей способно преодолеть возросший потенциальный барьер. Кроме того, количество основных носителей в приконтактной области уменьшается по сравнению с равновесным состоянием (в уравнение 2.12,б следует подставить V с отрицательным знаком), а вследствие соблюдения нейтральности количество неосновных носителей – тоже. Таким образом, *при обратном смещении p - n перехода имеет место экстракция носителей заряда.* Дрейфовый ток через переход практически не изменяется. Поэтому суммарный обратный ток через p - n переход сначала растет с увеличением обратного напряжения, а затем выходит на насыщение.

Технология получения выпрямляющих переходов

Электронно-дырочные переходы, применяемые в большинстве приборов, получают методом формовки точечного контакта, сплавным, диффузионным, диффузионно-сплавным методами, а также с помощью жидкостной и газовой эпитаксии.

Формовка заключается в пропускании через контакт металла с полупроводником больших импульсов тока в прямом направлении. Если полупроводник имел до формовки электронную проводимость, то в результате формовки под иглой образуется слой с дырочной проводимостью. Относительно большая мощность, выделяющаяся при прохождении электрического тока, приводит к сильному разогреву приконтактной области и локальному расплавлению полупроводника и конца иглы. При этом в материале происходят следующие изменения:

1. Возникает ионная проводимость доноров и акцепторов в расплавленной капле. Если формовка производится прохождением тока в пропускном направлении, то при исходной пластине n -типа возникает поле, направленное от иглы к полупроводнику, под воздействием которого происходит оттеснение доноров от места контакта и притяжение акцепторов.

2. Нагретый участок полупроводника вследствие хороших условий теплоотдачи и его малого объема быстро охлаждается (за несколько микросекунд).

кунд). Нагрев и быстрое охлаждение приводят к возникновению термических дефектов кристаллической решетки, которые ведут себя как акцепторы и получили название термоакцепторов.

3. Непосредственно под контактом происходит либо сварка полупроводника с иглой, либо образование эвтектического сплава.

4. Вследствие различного коэффициента линейного расширения полупроводника и металла и быстрого охлаждения появляется повышенная плотность дислокаций, которые также играют роль акцепторов.

5. Высокая температура вызывает диффузию примесей из иглы в полупроводник.

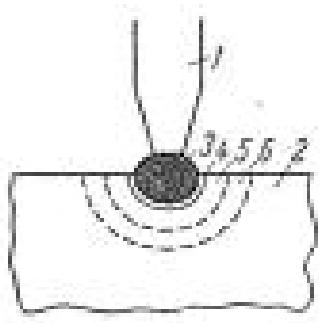


Рис. 2.8. Структура приконтактного слоя точечного диода после электрической формовки. 1 – металлическая игла; 2 – пластина полупроводника *n*- типа; 3 – область сварки или эвтектического сплава; 4 – рекристаллизованный слой полупроводника *p*- типа; 5 – область проникновения примесей из расплава и образование термоакцепторов; 6 – область механических напряжений.

После формовки структура приконтактной области имеет вид, изображенный на рисунке 2.8. В зависимости от материала иглы область 3 представляет собой сварной или сплавной контакты. Сварные контакты представляют собой, фактически, разновидность диодов Шоттки. К преимуществам сварных контактов относятся малые обратные токи, малые емкости и малое время переключения, а к их недостаткам – значительный разброс характеристик и большое сопротивление контакта в прямом направлении.

Обратные токи зависят от площади перехода. Площадь перехода зависит как от диаметра проволоки (оптимально 30 – 50 мкм), так и от режима формовки (при длительной формовке получается более глубокое вплавление и большая площадь).

При формовке используют пропускание тока через контакт как в прямом, так и в обратном направлении, иногда пользуются переменным током.

Получение переходов **сплавным методом** основано на перераспределении примесей между твердой и жидкой фазами при кристаллизации полупроводника из сплава металлов – полупроводник. Технология получения сплавных электронно-дырочных переходов основана на том, что пластину полупроводника толщиной 0,5 – 0,1 мм вплавляют в металл или сплав металлов, содержащий необходимые примеси. При охлаждении равновесная концентрация полупроводника в расплаве уменьшается, и он выкристаллизовывается из расплава. Если при этом расплавленный металл обладает хорошей растворимостью, то количество примеси, вошедшей в рекристаллизованную область, может оказаться значительным, и рекристаллизованная область приобретает противоположный тип проводимости. Если введенная примесь обладает высоким коэффициентом диффузии, то при достаточно высокой температуре вплавления может происходить одновременно диффузия металла в

полупроводник, вследствие чего переход получается более плавным. Переходы, полученные путем сплавления и диффузии являются достаточно плавными (или протяженными). Резкие переходы получаются путем эпитаксии.

Диффузионный метод заключается во введении в полупроводник находящихся в твердом состоянии донорных или (и) акцепторных примесей, в результате чего меняется тип проводимости. Диффузионный метод часто применяется в сочетании со сплавным, когда переход получают вытягиванием из расплава с одновременной диффузией примесей. Эти методы предусматривают диффузию примесей в твердую фазу полупроводника при высокой температуре (800°C для германия и 1250°C для кремния), вследствие чего происходит внедрение выбранной примеси в твердое тело и изменение типа проводимости полупроводника.

Диффузию примесей можно производить несколькими технологическими приемами, например:

- в запаянной кварцевой ампуле;
- с помощью газа-носителя в открытой трубе;
- из стекловидных соединений;
- на воздухе из нанесенных на поверхность полупроводника пленок;
- из рекристаллизованных слоев.

Диффузионный метод применяется в фотолитографии.

Эпитаксиальный метод состоит в осаждении (из жидкой или газовой фазы) на поверхность полупроводниковой пластины пленки другого полупроводника. Эта технология позволяет получать резкие *p-n*-переходы большой площади и, что еще важнее, гетеропереходы, то есть переходы между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны.

2.2. Физические принципы работы фотоэлектрических элементов твердотельной оптоэлектроники

2.2.1. *p-n* переход при освещении, вентильная фотоэдс, включение *p-n*-перехода в вентильном и фотодиодном режиме, идеальный и реальный вентильный фотоэлементы.

Переход при освещении.

Физическая причина возникновения фотоэдс на *p-n* переходе заключается в том, что потенциальный барьер *p-n* перехода разделяет потоки фотодырок и фотоэлектронов.

В *p-n* переходе существует потенциальный барьер, обусловленный электрическим полем, которое появляется в результате диффузии основных носителей заряда через *p-n* переход. При термодинамическом равновесии положение уровня Ферми во всей системе постоянно и энергетическая схема *p-n* перехода имеет вид, изображенный на рисунке 2.9.

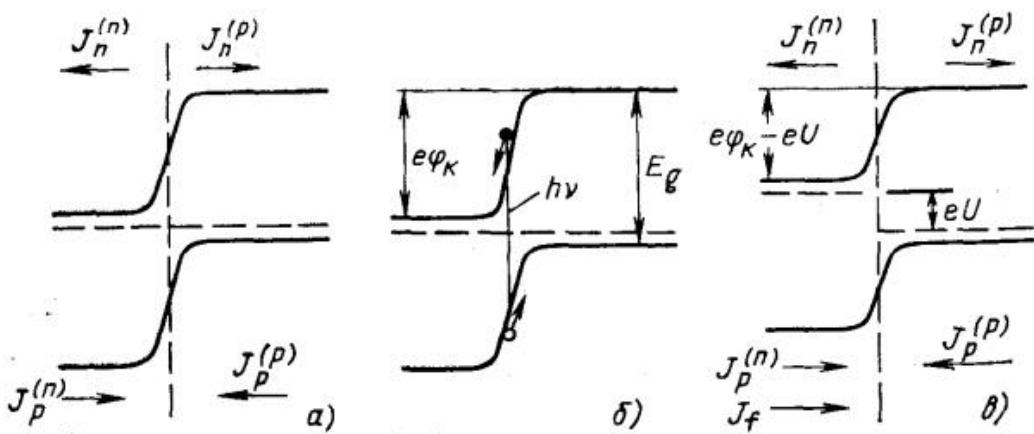


Рис.2.9. Энергетическая схема *p-n* перехода и токи при термодинамическом равновесии (а) и при освещении (б, в).

Рассмотрим *p-n* переход, на который падают фотоны с энергией, большей, чем ширина запрещенной зоны. В результате поглощения фотона возникает электронно-дырочная пара. Под действием внутреннего поля в *p-n* переходе созданные светом носители заряда движутся в противоположных направлениях: дырки – в *p*-область, а электроны – в *n*-область. Эти перешедшие через *p-n* переход неравновесные носители заряда создают добавочную плотность тока J_f . Так как перешедшие в *p*-область избыточные дырки уменьшают отрицательный объемный заряд, то энергетические уровни в *p*-области снижаются и в результате этого происходит понижение потенциального барьера. Следовательно, разделение зарядов приводит к возникновению разности потенциалов U (рис.2.9, в). Электроны из *n*-области и дырки из *p*-области преодолевая пониженный потенциальный барьер $e(\varphi_K - U)$, будут переходить соответственно в *p*- и *n*-области. При этом токи, обусловленные инжектированными носителями заряда, направлены из *p*- в *n*-область. Стационарное состояние установится тогда, когда число создаваемых светом электронно-дырочных пар сравняется с числом носителей заряда, уходящих через пониженный потенциальный барьер *p-n*-перехода. Возникающая в *p-n*-переходе фотоэдс носит название вентильной. Таким образом, освещенный *p-n*-переход действует как фотоэлемент.

При малом уровне возбуждения вентильная фотоэдс пропорциональна интенсивности света. При увеличении интенсивности света фотоэдс возрастает до тех пор, пока не сравняются плотности фототока и полного тока насыщения при данной освещенности, то есть пока не исчезнет потенциальный барьер, препятствующий переходу носителей заряда. Высота барьера представляет собой максимально достижимое значение $U_{\text{вен}}$. Поэтому вентильная фотоэдс зависит от степени легирования, а следовательно, от положения уровня Ферми. Практически этот предел соответствует ширине запрещенной зоны.

В контактах металла с полупроводником также возникает вентильная фотоэдс. Пусть на такой контакт (рис. 2.10) падают фотоны с энергией $h\nu > e\varphi_K$. В результате оптического возбуждения электроны в металле приобретают энергию, достаточную для преодоления барьера (процесс 1). Электроны, входя в полупроводник, заряжают его отрицательно, то есть на барьере воз-

никает фотоэдс. Электроны, возбужденные из валентной зоны полупроводника в металле, будут в металле занимать состояния выше уровня Ферми (процесс 2). Но этот переход совершается за счет эффекта туннелирования, его вероятность намного меньше, чем процесса 1. Кроме того, процесс 2 не приводит к возникновению фотоэдс, поскольку дырки, переходя в металл, будут рекомбинировать с электронами вблизи границы с металлом.

Если $h\nu > E_g$, то электронно-дырочные пары, генерируемые в пределах барьера Шоттки (процесс 3), разделяются контактным полем и создают фотоэдс между металлическим электродом и объемом полупроводника.

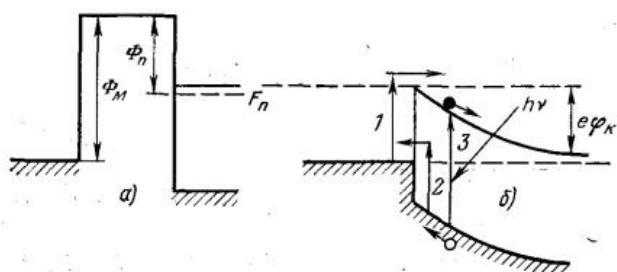


Рис.2.10. Процессы внутренней фотоэмиссии в барьере Шоттки.

На рисунке 2.11. приведена спектральная зависимость фототока контакта металл-полупроводник. Видно, что на характеристике имеются две области: область большого фототока, обусловленного генерацией пар носителей заряда при межзонных переходах, и область меньших значений фототока, протянувшаяся в длинноволновую область и связанная с миграцией горячих электронов из металла в полупроводник с переходом через барьер.

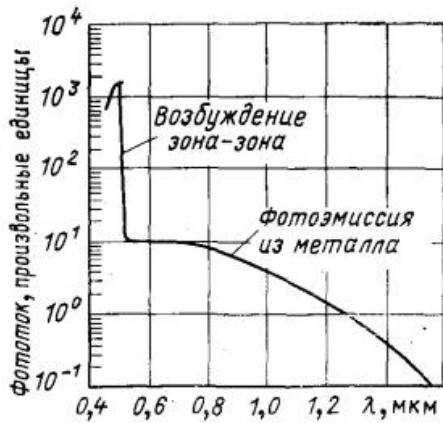


Рис. 2.11. Спектральная зависимость фототока контакта металл-полупроводник.

Следует различать две принципиально отличные схемы включения фотоэлемента с *p-n* переходом. В первой из них фотоэлемент непосредственно замкнут на внешнюю нагрузку

(рис. 2.12, а) и является преобразователем световой энергии в электрическую. Такая схема включения называется вентильной. Другая схема содержит во внешней цепи еще источник тока, включенный так, чтобы на *p-n* переход по-давалось обратное смещение. Такая схема включения называется фотодиодной (рис. 2.12, б). При диодной схеме включения существующий в цепи ток, который представляет собой ток насыщения *p-n* перехода и в хороших диодах очень мал, сильно изменяется при освещении и, соответственно, изменяется и падение напряжения на нагрузочном сопротивлении *R*. При правильном выборе напряжения источника и внешнего сопротивления величина электрического сигнала может быть сделана много большей, чем в вентильной схеме, и поэтому для регистрации и измерения световых сигналов диоды обычно включаются по фотодиодной схеме.

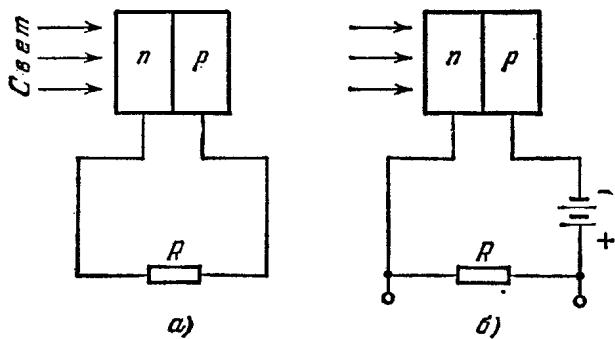


Рис. 2.12. Схемы включения p - n перехода в вентильном (а) и фото-диодном (б) режиме.

Величина вентильной фотоэдс на несколько порядков больше, чем величина ЭДС Дембера и объемной фотоэдс. КПД вентильных элементов можно сделать достаточно большим, что позволяет их использовать в качестве солнечных батарей.

Если электроды фотоэлемента замкнуть на внешнюю нагрузку, то напряжение между ними будет меньше напряжения холостого хода и световой ток i_I и дополнительный ток i_D , обусловленный инжеекцией дырок в n - область и электронов в p -область, уже не будут компенсировать друг друга. Поэтому в цепи потечет ток:

$$i = i_I - i_D = i_I - i_S \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right), \quad (2.13)$$

где i_S – ток насыщения. Соотношение (2.13) является основным в теории вентильных фотоэлементов.

Зависимость i от u для идеального вентильного фотоэлемента показана на рисунке 2.13. Кривая 1 дает зависимость темнового тока от напряжения и представляет собой обычную вольтамперную характеристику тонкого p - n -перехода. При освещении все точки этой кривой сдвигаются вверх на одну и ту же величину i_I (кривая 2). Вследствие этого при $i = 0$ (разомкнутая цепь) напряжение на фотоэлементе не равно нулю, а значит, в нем развивается некоторая ЭДС, называемая ЭДС холостого хода. Аналогично, при $u = 0$ (короткое замыкание) в цепи существует ток короткого замыкания, величина которого равна световому току i_I .

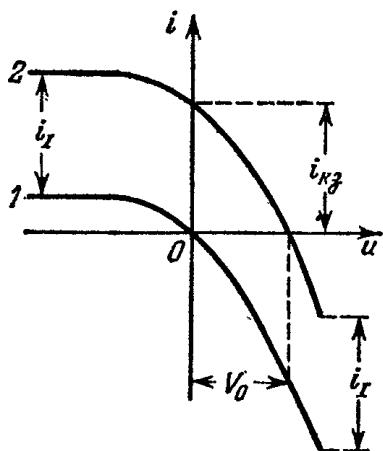


Рис. 2.13. ВАХ идеального фотоэлемента в темноте (1) и при освещении (2).

Таким образом, свойства идеального вентильного фотоэлемента можно описать с помощью эквивалентной схемы из генератора тока и идеального

диода, соединенных параллельно (рис.2.14, а). При этом согласно закону Кирхгофа $i_I = i_D + i$, что и приводит к формуле 2.13.

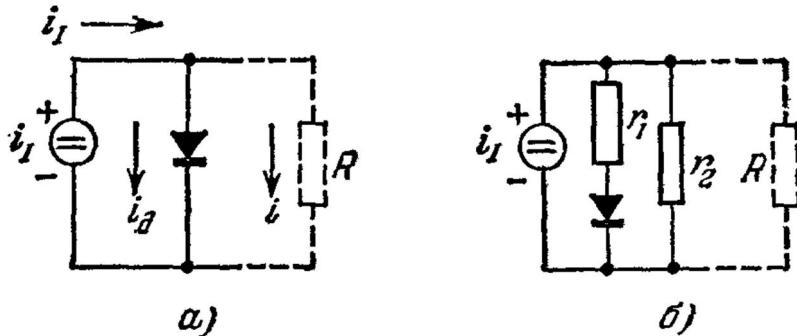


Рис. 2.14. Эквивалентные схемы идеального (а) и реального (б) вентильных элементов.

В реальном фотоэлементе необходимо учитывать, во-первых, распределенное сопротивление p - и n - областей и, во-вторых, наличие утечки по поверхности, что приводит к более сложной эквивалентной схеме (рис. 2.14, б).

Наличие сопротивления r_1 проявляется в зависимости тока короткого замыкания от освещенности. Ток короткого замыкания идеального фотоэлемента должен быть пропорционален освещенности. При слабой освещенности это и наблюдается. Однако при больших освещенностях эта зависимость становится слабее за счет того, что при коротком замыкании внешних контактов на самом $p-n$ переходе напряжение равно не нулю, а $i r_1$, причем потенциал p -области оказывается положительным относительно n - области. Поэтому появляется диодный ток i_D , противоположный световому току i_I , что и приводит к уменьшению тока короткого замыкания.

2.2.2. Гетеропереходы. Энергетическая схема, основные отличия от гомоперехода. Полупроводниковые лазеры на гетеропереходах.

Гетеропереход в общем случае определяется как граница раздела между двумя полупроводниковыми веществами, имеющими различную ширину запрещенной зоны. Гетеропереходы можно квалифицировать как резкие или плавные в зависимости от того, на каком расстоянии от границы раздела происходит переход от одного материала к другому. По типу проводимости на каждой стороне гетеропереходы делятся на анизотипные и изотипные.

Переход называется изотипным, если он образован полупроводниками с одинаковым типом проводимости, и анизотипным, если проводимость разного типа. Анизотипными являются $p-n$ -гетеропереходы. Подобно $p-n$ -гомопереходам они являются устройствами с неосновными носителями тока. Существующие модели анизотипных гетеропереходов, по существу, могут рассматриваться как обобщение общепринятой модели гомоперехода.

Для описания свойств и работы гетеропереходов используется несколько моделей.

Диффузионная модель пренебрегает влиянием диполей и состояний на границе раздела. На рис. 2.15(б) представлена диаграмма резкого $p-n$ -гетероперехода. Диаграмма содержит «пичок» и «провал» на краях зоны проводимости вблизи границы раздела и соответствует случаю $\chi_1 > \chi_2$. Предполагается, что два полупроводника имеют различную ширину запрещенной зоны E_g , различную диэлектрическую проницаемость ϵ , различную работу выхода φ и различное электронное средство χ . Электронное средство и работа выхода

полупроводника определяются как энергии, необходимые для удаления электрона соответственно со дна зоны проводимости E_c и уровня Ферми E_F за пределы материала. Из рис. 2.15 видно, что разрыв в зоне проводимости ΔE_c равен разности энергий электронного состояния двух полупроводников. В таком типе гетероперехода обедненные слои образуются на каждой стороне границы раздела, и поскольку в этой модели не учитываются состояния на границе раздела, то объемные заряды этих слоев противоположны по знаку и равны по величине. Полная контактная разность потенциалов обусловлена различием работ выхода.

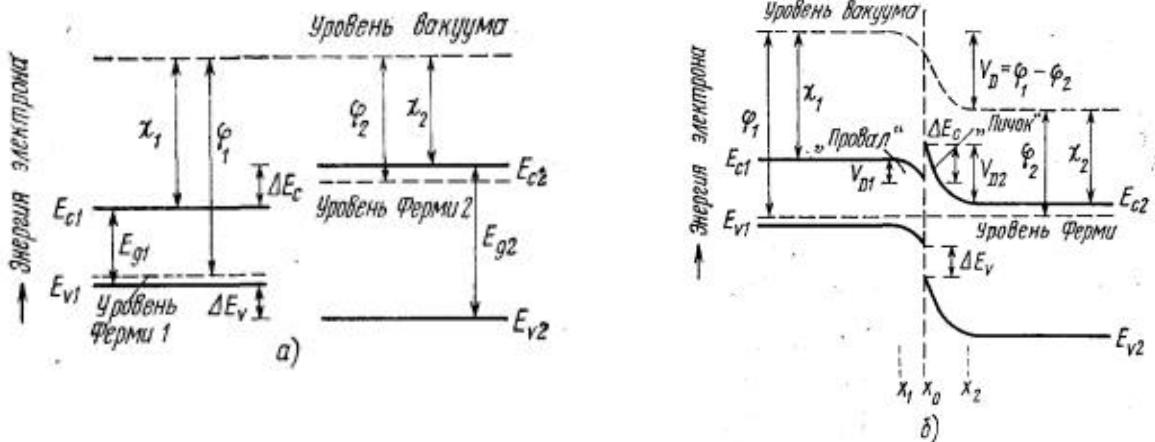


Рис. 2.15. Равновесные диаграммы энергетических зон до (а) и после (б) образования резкого $p-n$ -гетероперехода.

В этой модели предсказываемая ВАХ выражается формулой

$$I = A \exp(-qV_{D2}/kT) \cdot [\exp(qV_2/kT) - \exp(qV_1/kT)]. \quad (2.14)$$

Однако экспериментальные значения тока часто оказываются меньше, чем предсказывает формула.

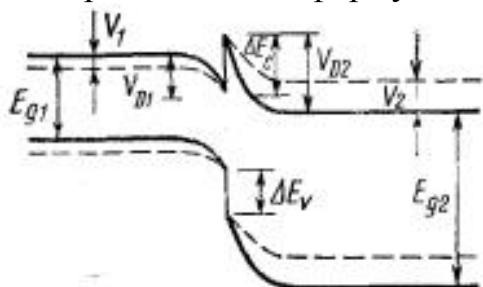


Рис. 2.16. Диаграмма энергетических зон резкого $p-n$ гетероперехода при прямом смещении. Непрерывные линии соответствуют нулевому смещению.

Эмиссионная модель объединяет классическую кинетическую модель для расчета эмиссионных токов и диффузионную модель для определения концентрации неосновных носителей на краях обедненной области. Например, для случая резкого $p-n$ -гетероперехода, когда перенос заряда осуществляется, в основном, электронами, эта модель предсказывает два различных механизма, определяющих ВАХ: гомопереходный, где прохождение тока ограничивается накоплением неосновных носителей на краях обедненной области, и механизм, обычно имеющий место в переходе металл–полупроводник, где ток ограничивается потенциальным барьером на n -стороне гетероперехода.

перехода. Второй механизм преобладает, когда на границе раздела имеется большой обратный потенциальный барьер, тогда как первый механизм является основным в тех случаях, когда пичок лежит ниже дна зоны проводимости материала p - типа вне области пространственного заряда.

Эмиссионно-рекомбинационная модель основана на предположении, что на границе существует тонкий слой, имеющий сильно искаженную решетку и большую скорость рекомбинации, а электроны и дырки достигают границы раздела посредством термоэмиссии через соответствующие барьеры. Согласно этой модели, $p-n$ гетеропереход представляет собой два последовательно соединенных контакта металла-полупроводник, причем граничная концентрация носителей тока зависит от приложенного напряжения.

Инжекционный лазер

Как отмечалось ранее, в полупроводнике возможно создание инверсной заселенности энергетических уровней, благодаря чему может наблюдаться люминесценция, а при определенных условиях и генерация когерентного излучения. Это свойство полупроводников используется для создания полупроводниковых лазеров – приборов, получивших широкое применение в современных оптоэлектронных устройствах.

На рисунке 2.17 показан принцип действия простейшего инжекционного лазера на $p-n$ переходе.

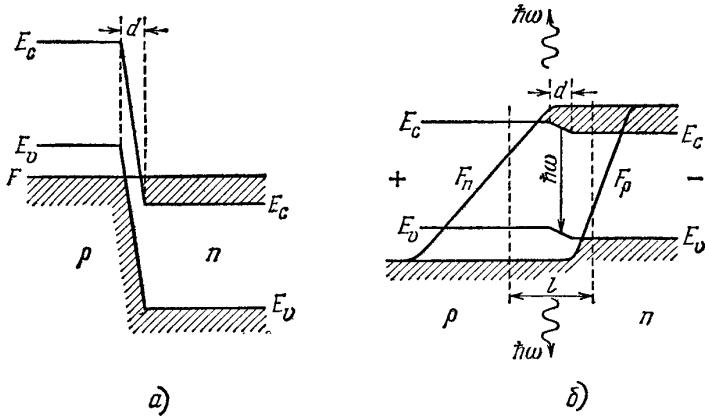


Рис. 2.17. Энергетическая диаграмма инжекционного полупроводникового лазера.
а) Вырожденный $p-n$ переход без внешнего напряжения.
б) Вырожденный $p-n$ переход при прямом смещении.
 d – технологическая ширина перехода, l – ширина активной области ($F_n - F_p > E_g$).

Его основная часть – монокристалл полупроводника, в котором путем надлежащего распределения мелких доноров и акцепторов созданы области p и n проводимости. Между ними имеется переходная область толщиной d . Для выполнения условия инверсии ($F_n - F_p > E_g$) p и n области делают сильно легированными, чтобы электронный и дырочный газы в обеих областях были вырождены. В этом случае даже без инжекции уровни Ферми лежат в разрешенных зонах, отчего выполнение условия инверсии при накачке облегчается. При приложении к переходу положительного смещения происходит инжекция дырок в n -область и электронов в p -область. Небравновесные концентрации носителей постепенно уменьшаются по мере удаления от границ перехода и затухают на расстоянии порядка их длин диффузии. Соответственно уровень Ферми расщепляется на квазиуровни F_n и F_p , которые изменяются в пространстве, как показано на рис. 2.17,б. Из рисунка видно, что в ок-

рестности перехода возникает активный слой, в котором $F_n - F_p \geq E_c - E_v = E_g$. Толщина активного слоя l может быть значительно больше d .

Характеристики полупроводниковых лазеров можно значительно улучшить, применяя вместо обычных p - n переходов анизотипные гетеропереходы. Это позволяет существенно уменьшить пороговый ток и осуществить непрерывную генерацию в неохлаждаемых переходах. Впервые использовать гетероструктуры для полупроводниковых лазеров предложил Ж. И. Алферов в 1963 г., он же создал в 1968 г. первый лазер на гетеропереходе (Нобелевская премия 2000 года).

Лазеры на гетеропереходах

Наиболее легко и эффективно инверсия населенности достигается в p - n переходах за счет инжекции электронов. Известно, что в сильно легированных (вырожденных) полупроводниках, когда одному и тому же значению энергии соответствуют различные электронные или дырочные состояния, в p - и n -областях уровни Ферми находятся в пределах разрешенных зон и при тепловом равновесии эти уровни для электронов и дырок совпадают (рис. 2.18 а). В области p - n перехода образуется потенциальный барьер, не позволяющий переходить основным носителям из зоны в зону. Если же к переходу приложить напряжение U в прямом направлении, то потенциальный барьер в области p - n перехода уменьшается на значение энергии, соответствующей этому напряжению.

Как правило, это напряжение оказывается приложенным к переходу, вследствие чего равновесие носителей тока нарушается. Если при тепловом равновесии распределение электронов и дырок можно было описать с помощью квазиуровня Ферми, то при наличии приложенного электрического поля заполнение состояний нужно рассматривать отдельно для зоны проводимости и отдельно для валентной зоны. При включении прямого смещения возникает диффузионный поток электронов через p - n переход, который стремится поднять квазиуровень Ферми F_n для электронов в p - n области до его уровня в n -области. Инжектированные электроны после диффундирования на небольшое расстояние, определяемое диффузионной длиной, рекомбинируют с дырками; в результате возникает стационарное состояние, при котором скорость рекомбинации электронов в точности сбалансирована скоростью их инжекции. Совершенно аналогичны рассуждения и для дырок в валентной зоне. При наличии стационарного состояния положение квазиуровней Ферми для двух типов носителей в области перехода меняется. Основные носители вытягиваются из контакта, чтобы обеспечить условие нейтральности. В настоящее время лазерные диоды в основном изготавливают из GaAs или $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. Энергетическая структура и конструкция лазерного диода на p - n переходе представлены на рис. 2.18. а, б. Обычно p - n переход формируется путем эпитаксиального выращивания слоя p -типа на подложке n -типа.

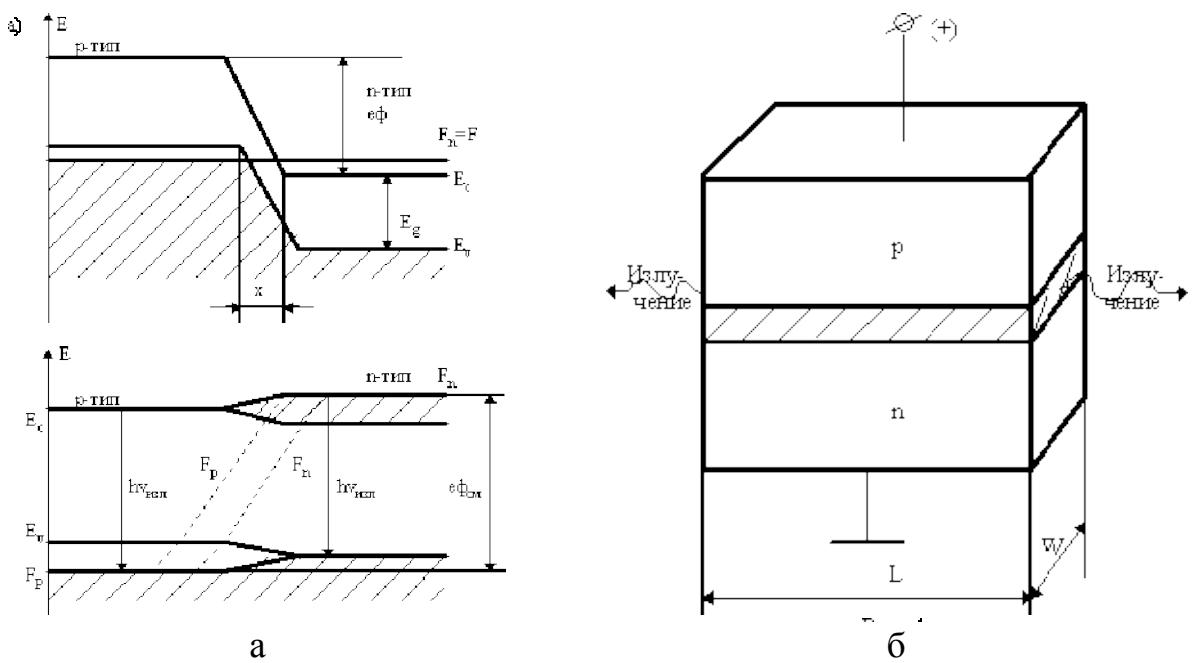


Рисунок 2.18. Энергетическая структура (а) и схема (б) лазерного диода на p - n переходе

Электрический ток является источником энергии накачки, необходимой для создания инверсии населенности в активной зоне, примыкающей к p - n переходу. Две параллельные торцевые поверхности изготавливаются путем скола по кристаллографической оси для работы в качестве зеркал резонатора и создания положительной оптической обратной связи, необходимой для генерации излучения. В силу большого показателя преломления полупроводникового материала коэффициент отражения от граней составляет 30–35%. Боковые грани лазерного кристалла имеют неровности, для того чтобы подавить поперечное нежелательное распространение света.

Когда ток проходит через лазерный диод, то свет генерируется за счет инверсии населенности посредством спонтанного и стимулированного излучений. Вследствие отражения от торцов свет многократно проходит через активную область и преимущественно усиливается стимулированным излучением. Внутри лазерного диода устанавливается стоячая волна с целым числом полуволн между торцевыми поверхностями.

Лазерный диод излучает по-разному при приложении к нему напряжения от внешнего источника. При малом токе имеет место спонтанное излучение с шириной спектра излучения в несколько сотен нанометров (рис 2.19 а). По мере нарастания тока накачки в области p - n перехода создается высокая степень инверсии населенности и излучается больше света. Отдельные фотоны многократно проходят строго в плоскости p - n перехода и перпендикулярно к торцам диода усиливаются. С возрастанием тока накачки испускаемое диодом излучение существенно сужается одновременно по ширине спектра и по пространственной расходимости. Когда возникает индуцированное излучение, интенсивность излучения увеличивается за счет образования большого количества электронно-дырочных пар в единицу времени. Спонтанное излучение подавляется вследствие того, что образовавшиеся первоначально фо-

тоны повторяют себя при прохождении через активную область. Излучение лазерного диода, полученное при плотностях тока выше порогового, являются когерентными. При этом форма кривой спектрального распределения резко изменяется от широкой кривой распределения спонтанной эмиссии 1 к кривой с одной или несколькими узкими модами (рис. 2.19 б, в).



Рисунок 2.19. Спектр излучения *p-n* перехода при разных токах накачки

Часть инжектируемых электронов, обладая большой длиной свободного пробега, проскаакивает активную часть *p-n* перехода и не участвует в образовании электронно-дырочных пар. По этим причинам необходимо ограничить зону распространения генерируемого света и инжектируемых электронов и обеспечить условия, чтобы эти процессы протекали только в активной области. Желаемые свойства оптического ограничения могут быть получены на *гетеропереходных* структурах. Самым простым из них является лазер с одинарным гетеропереходом (ОГ), представленный на рис. 2.20 *a*. Излучающий *p-n* переход образуется между GaAs и $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Al}_x\text{As}$ посредством специальной технологической обработки. Если концентрации примесей примерно одинаковы на обеих сторонах *p-n* перехода, то инжекционный ток будет существовать за счет электронов, инжектируемых в слой *p*-типа, поскольку эффективная масса электронов почти на порядок меньше эффективной массы дырок. Поэтому слой с инверсной населенностью будет находиться в *p*-GaAs, толщина которого соизмерима с длинной диффузии инжектируемых электронов. Таким образом, область инверсии населенности ограничена толщиной, где в основном и происходит рекомбинация электронов с последующим излучением.

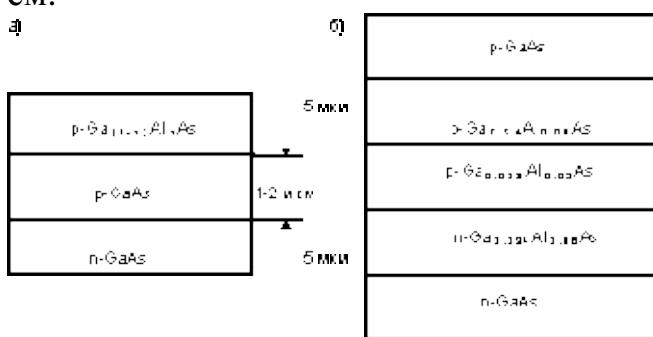


Рисунок 2.20. Структура слоев в ОГ (а) и ДГ (б) лазерах

В ОГ- лазере оптическое ограничение происходит с одной стороны, отсюда желаемый результат т. е. повышение эффективности работы гетеролазера, реализуется частично, а поэтому у ОГ- лазера значение порогового тока

выше, чем у лазера с двойной гетероструктурой (ДГ) (рис. 2.20 б). Поскольку удалось уменьшить значение порогового тока у ОГ-лазера, это дало возможность использовать его работу при комнатной температуре, но только в импульсном режиме накачки. В непрерывном режиме накачки при комнатной температуре работают лазеры с двойной гетероструктурой.

Толщина активного слоя ДГ-лазера составляет не менее 1 мкм. При этом по всему слою создается инверсная населенность. Если в ОГ-лазерах толщина активного слоя соизмерима с длинной диффузии инжектируемого электрона, то в ДГ-лазерах толщина меньше этой длины. Кроме того, в ДГ-лазерах обеспечивается оптическое ограничение с двух сторон активной зоны. Эти обстоятельства приводят к тому, что ДГ-лазеры являются высокоэффективными приборами и характеризуются минимальным пороговым током, что позволяет осуществлять непрерывную накачку электрическим током при комнатной температуре.

Для улучшения выходных характеристик лазера в процессе получения гетероструктуры создают условия, обеспечивающие ограничение носителей заряда в активной области. Для структуры, изображенной на рис. 2.20 б, диаграмма энергетических зон приведена на рис. 2.21. Из-за того, что ширина запрещенной зоны у полупроводника больше в области с увеличенной концентрацией атомов Al, возникают смещения в зоне проводимости на $p-p^+$ переходе (dE_c) и в валентной зоне на $n-p$ и n^+-p переходах (dE_v).

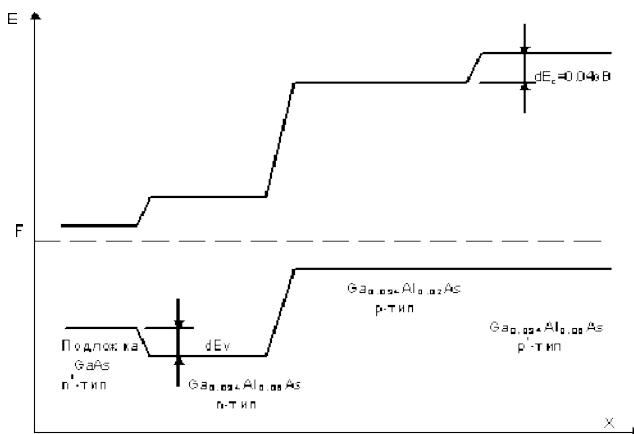


Рисунок 2.21. Диаграмма энергетических зон ДГ-лазера

Когда к такой структуре прикладывается прямое напряжение смещения, электроны инжектируются из n - в p - область. Скачок зоны проводимости на $p-p^+$ границе раздела на dE_c обеспечивает энергетический барьер для инжектируемых электронов, производя тем самым ограничение их в p - области и увеличивая вероятность их рекомбинации с дырками. Скачок валентной зоны на $n-p$ переходе dE_c повышает уже существующий потенциальный барьер, препятствующий инжекции дырок в n -область, улучшая тем самым инъекционную эффективность. Таким образом, у двойной гетероструктуры имеет место тенденция ограничения как основных, так и инжектируемых неосновных носителей в активной зоне. Это обеспечивает хорошие условия для получения более эффективной инверсной населенности. Таким образом, ДГ-лазеры обладают лучшими выходными характеристиками по сравнению с ОГ-лазерами, и тем более по сравнению с гомопереходными лазерами.

Сравнение характеристик показывает, что если у гомоструктурного лазера пороговая плотность тока равна 10^4 А/см² при квантовой эффективности 10%, то у ОГ-лазеров пороговая плотность тока равна 10^3 А/см² при квантовой эффективности 40%. Эти лазеры работают только в импульсном режиме. У ДГ-лазеров пороговая плотность тока равна 700–800 А/см², а квантовой эффективность составляет 55%. Эти лазеры работают в непрерывном режиме. Угловая расходимость луча в плоскости перехода составляет не более 10° у всех рассмотренных типов лазеров.

Коэффициент полезного действия полупроводникового лазера η , определяемый как отношение мощности генерируемого излучения к мощности на-качки, в первом приближении может быть определен формулой

$$\eta = \frac{\eta_{внутр} \Delta E_g}{qU_0}, \quad (2.15)$$

где $\eta_{внутр}$ – внутренний квантовый выход рекомбинационного излучения. Он учитывает то, что не все электроны рекомбинируют с излучением кванта света (излучательная рекомбинация), а часть электронов рекомбинирует без излучения кванта света (безызлучательная рекомбинация). Отношение $\Delta E_g/qU_0$ учитывает то обстоятельство, что энергия полученного кванта света приблизительно равна ширине запрещенной зоны ΔE_g , а энергия, которую нужно затратить, чтобы ввести из внешней цепи электрон и дырку, равна qU_0 . Правильный выбор степени легирования и использование чистых материалов позволяет получить $\eta_{внутр}$ близким к единице, поэтому КПД инжекционных лазеров теоретически должен быть также близким к единице. У реальных лазеров он меньше. Это объясняется следующими причинами.

Во-первых, часть электронов, двигающихся в *p-n* переходе, вследствие большой длины свободного пробега проходит активную область, не участвуя в создании вынужденного излучения. Во-вторых, генерируемое световое излучение распространяется не только в активной области, но и рядом с ней, где отсутствует инверсия населенностей, и, следовательно, происходит поглощение излучения. Кроме этих причин имеется потеря мощности источника питания, связанная с прохождением тока через области и контакты. Тем не менее у лазеров, изготовленных из арсенида галлия, при охлаждении жидким азотом получен КПД 70...80 %.

Особенностью полупроводниковых лазеров является сильная зависимость от температуры КПД и мощности. Это объясняется, во-первых, тем, что с ростом температуры растет доля безызлучательной рекомбинации, что ведет к снижению $\eta_{внутр}$, во-вторых, снижается разность населенностей уровней.

Применение полупроводниковых лазеров чрезвычайно эффективно в системах оптической связи и обработки информации. Для применения в волоконно-оптических линиях связи разрабатываются полупроводниковые лазеры специальной конструкции для эффективного согласования лазера с волоконной линией.

Раздел 3. ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

3.1. Модуляция света в жидкокристаллических модуляторах

3.1. Методы модуляции света в оптоэлектронных материалах

В первой части курса были рассмотрены физические основы генерации и приема излучения в полупроводниках, на основе которых изготавливаются излучатели и фотоприемники, используемые в оптоэлектронике, их устройство и принципы работы.

Вторая часть посвящена устройству оптических элементов, которые сами по себе излучение не поглощают и не испускают и не меняют под действием излучения своих свойств. Изменяется структура проходящей через них световой волны – ее амплитуда, фаза, поляризация. Волновое поле, прошедшее сквозь какую-либо среду, отраженное или рассеянное средой, становится носителем информации о свойствах и структуре тел и веществ. Зная характеристики волнового поля до взаимодействия с веществом и измерив его характеристики после взаимодействия с веществом можно извлечь необходимую информацию.

Чтобы по оптическому каналу передать определенную информацию, ее нужно закодировать. Кодирование подразумевает изменение параметров излучения по определенному закону. Кодирование производится с помощью перестраиваемых пассивных оптических элементов, свойства которых мы можем менять целенаправленным внешним воздействием, что приводит к соответствующему изменению параметров поля проходящей волны.

Поскольку носителем информации в когерентно - оптических системах, оперирующих в динамическом режиме, является модулируемый во времени и пространстве лазерный луч, пространственные модуляторы света (ПМС) являются ключевыми элементами таких систем.

Формирование и преобразование с помощью ПМС двумерных массивов информации, представляемой в цифровой (бинарной) или аналоговой форме, лежит в основе создания оптических запоминающих и периферийных устройств, когерентных оптических процессоров и других важнейших узлов информационных и вычислительных систем. Функциональная роль ПМС в них весьма многогранна: отображение информации (дисплеи, в том числе проекционные), ввод – вывод, формирование и преобразование оптических сигналов, реализация логических операций, регистрация пространственного распределения оптических сигналов, визуализация изображения, кодирование и опознавание, преобразование по амплитуде, фазе и частоте, усиление яркости изображений, обработка изображений, перестраиваемая фильтрация и др.

ПМС имеет еще другое название – управляемый транспарант. Слово «транспарант» отражает первоначальную роль устройства как пространственного фильтра с переменным по площади пропусканием. Простейшим про-

странным (хотя и не динамическим) модулятором света является обычный слайд.

ПМС на основе реверсивных материалов обеспечивают функционирование оптоэлектронных систем и устройств в динамическом режиме, в том числе, в реальном масштабе времени. Это жидкокристаллические индикаторы часов и измерительных приборов, жидкокристаллические дисплеи и мониторы.

В зависимости от вида управляющих сигналов ПМС делятся на электрически управляемые, т.е. модуляторы типа «электрический сигнал – свет», и оптически управляемые типа «свет – свет».

Используемые в ПМС принципы модуляции света давно известны в оптике. В большинстве случаев они основываются на изменении действительной или мнимой части диэлектрической проницаемости среды, приводящем соответственно к модуляции фазы или амплитуды проходящего света. Модуляция также возможна при деформации или структурных изменениях среды, приводящих, например, к локальному изменению показателя преломления или рельефа поверхности материала, к вращению плоскости поляризации световой волны или к изменению способности среды рассеивать свет.

В общем случае модуляция света может быть обеспечена на основе следующих основных методов:

1) модуляция фазы света на основе изменения показателя преломления оптической среды, например, в результате переориентации молекул жидкого кристалла;

2) модуляция поляризации при вращении плоскости поляризации света, например, переориентации молекул в спирально закрученных жидкокристаллических структурах;

3) модуляция фазы света при изменении показателя преломления, например, в результате фазовых переходов в халькогенидных стеклах и жидкокристаллах, фотовозбуждения электронов в полупроводниках;

4) модуляция амплитуды света на основе изменения поглощения света материалом;

5) модуляция амплитуды света на основе изменения способности среды рассеивать свет, например, в результате структурного упорядочения (разупорядочения) ЖК.

Преобразование одного вида модуляции в другой осуществляется известными способами: с помощью поляроидов, фазовых пластинок, интерферометров, при дифракции света, например, на фазовой решетке.

Эффективность применения ПМС в оптических системах ввода-вывода, хранения и обработки информации определяется свойствами его рабочего материала. *Материал для ПМС в общем случае должен отвечать следующим требованиям:*

1. Высокая эффективность преобразования оптического сигнала при максимальной глубине модуляции, достижимая в широком спектральном диапазоне. (Переменная составляющая сигнала на выходе должна составлять не менее 50% сигнала на входе).

2. *Максимальная глубина модуляции* (измеряется в процентах) и *высокое отношение сигнал-шум, называемое также контрастным отношением или оптическим контрастом* (измеряется в децибелах). При обработке аналоговых сигналов максимальный контраст должен быть порядка 100÷1000, то есть не хуже 20÷30 дБ.
3. *Высокая чувствительность* к управляющему сигналу, необходимая для уменьшения энергетических затрат на переключение элементов ПМС. Она характеризует энергию или мощность импульсного или непрерывного управляющего электрического или светового сигнала, необходимого для изменения оптических свойств элемента (элементов) ПМС до определенного уровня, служащего в данном случае критерием измерения чувствительности.
4. *Отсутствие усталости* в течение периода эксплуатации, которая приводит к заметному ухудшению модуляционной характеристики.
5. *Быстродействие* переключений, обеспечивающее необходимую скорость ввода-вывода и преобразования всего массива данных. Для большинства применений, связанных с преобразованием и обработкой изображений, эта скорость должна быть не меньше, чем телевизионный стандарт: 1/25 с для 500×500 разрешимых элементов (соответствующая пропускная способность равна 10^7 бит/с). При обработке и оптических вычислениях требуется быстродействие порядка 10^{-7} с на переключение отдельного элемента массива. Требования вытекают из необходимости обеспечить пропускную способность оптических каналов большую, нежели электронных.
6. *Наличие эффекта памяти*: долговременной, требующей специального сигнала для возвращения материала в исходное оптическое состояние, или релаксационного типа, с постепенным естественным уменьшением оптического отклика до исходного. Способность сохранять полностью включенное состояние или определенный уровень модуляции света требуется для считывания (передачи) всего массива информации. На практике время памяти должно превышать время включения оптического отклика, по крайней мере, в несколько раз и быть по возможности регулируемым.
7. *Высокая разрешающая способность*, обеспечивающая на единице площади материала формирование и преобразование наибольшего числа отдельных разрешимых элементов. Чаще всего разрешающая способность характеризуется пространственной частотой (лин./мм или пар лин./мм при интерференционной методике измерения), на которой значения указанных параметров снижается до определенного уровня, обычно 0,5 от максимума.
8. *Хорошее оптическое качество*, которое связано с отсутствием при прохождении через ПМС амплитудных и фазовых искажений светового сигнала вследствие неоднородности среды и нелинейности ее оптического отклика.
9. *Приемлемые технологии изготовления и условия эксплуатации*.

Реальные модуляторы света для систем обработки информации созданы, в основном, на основе следующих эффектов.

1. Электрооптические эффекты Поккельса и Керра в монокристаллах. Вызваны деформацией эллипсоида оптической индикатрисы. Изменение обратных величин главных показателей преломления при приложении электрического поля может быть линейным (эффект Поккельса) или квадратичным по полю (эффект Керра).
2. Электрооптические эффекты в керамике, связанные с переориентацией доменов.
3. Электрооптические эффекты в жидкких кристаллах: *изменение показателя преломления или вращение плоскости поляризации*, связанные с механической переориентацией молекул.

3.1.2. Оптически анизотропные среды

Оптически анизотропия среды характеризуется различной по разным направлениям способностью среды реагировать на действие падающего света. Реакция эта состоит в смещении электрических зарядов под действием поля световой волны. Для оптически анизотропных сред величина смещения в поле заданной напряженности зависит от направления, то есть диэлектрическая проницаемость и показатель преломления среды различны для разных направлений электрического вектора световой волны. Другими словами, показатель преломления, а, следовательно, и скорость света зависят от направления распространения световой волны и плоскости ее поляризации. Для анизотропной среды волновая поверхность, до которой распространяется световое возбуждение, исходящее из точки L , за время t , отлична от сферической.

Волновой фронт характеризуется в каждой точке плоскостью, касательной к поверхности волны, а направление распространения волны – нормалью к этой поверхности. В случае изотропной среды, когда волновая поверхность имеет форму сферы, нормаль совпадает с лучом, т.е. линией, вдоль которой распространяется световое возбуждение и которая представлена радиус-вектором, проведенным из точки L к соответствующей точке P волновой поверхности Σ (рис. 3.1.). Но для анизотропной среды волновая поверхность и направление распространения поверхности постоянной фазы (нормаль N к волновой поверхности Σ) не совпадает с лучом S , указывающим направление распространения энергии (радиус-вектор LP) (рис. 3.2.).

Таким образом, для анизотропной среды надо различать направление распространения фазы (нормаль N) и направление распространения энергии (луч S).

Вследствие анизотропии диэлектрической проницаемости связь между векторами электрической напряженности E и электрической индукции D оказывается более сложной, чем для изотропных сред. Для изотропного тела связь эта определяется соотношением $D = \epsilon E$, где ϵ – диэлектрическая про-

ницаемость, являющаяся в этом случае скалярной величиной. При этом вектор \mathbf{D} совпадает по направлению с вектором \mathbf{E} .

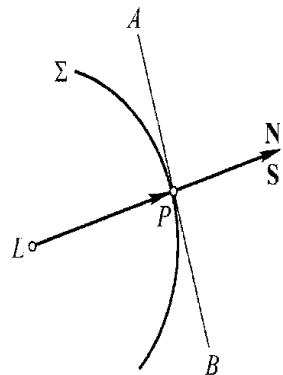


Рис. 3.1. Взаимное расположение луча S и нормали N волны в изотропной среде.

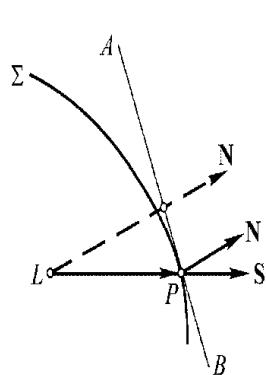


Рис. 3.2. Взаимное расположение луча S и нормали N волны в анизотропной среде.

Общие закономерности, касающиеся диэлектрической проницаемости анизотропной среды, сводятся к возможности представить всю совокупность ее значений при помощи трехосного эллипсоида. Величины диэлектрической проницаемости для любого направления выражаются длиной радиус-вектора такого эллипса, проведенного из его центра, по выделенному направлению. Три значения диэлектрической проницаемости, соответствующие осям эллипса, выделяют три взаимно перпендикулярных **главных направления** в кристалле, характеризующиеся тем, что для них направления векторов электрической индукции \mathbf{D} и электрической напряженности \mathbf{E} совпадают. Эти главные направления выбираются в качестве осей координат x , y , z , а соответствующие им значения диэлектрической проницаемости удобно обозначить через ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z . Если обозначить соответствующие компоненты векторов \mathbf{D} и \mathbf{E} через D_x , D_y , D_z и E_x , E_y , E_z , то в силу совпадения направлений этих векторов: соотношение между ними можно выразить как $D_x = \epsilon_x E_x$, $D_y = \epsilon_y E_y$, $D_z = \epsilon_z E_z$.

Поскольку ϵ_x , ϵ_y и ϵ_z не равны между собой, то для всех направлений в кристалле, кроме главных, \mathbf{D} и \mathbf{E} не параллельны. Ось x принято считать ось, соответствующую наименьшей диэлектрической проницаемости. Ось z – ось, соответствующую наибольшей, а осью y – промежуточной диэлектрической проницаемости. Таким образом, оси координат выбраны в соответствии с условием:

$$\epsilon_x \leq \epsilon_y \leq \epsilon_z \quad (3.1)$$

1. В заданном направлении \mathbf{N} могут распространяться две плоскополяризованные волны с различными фазовыми скоростями, соответствующими двум различным направлениям вектора индукции \mathbf{D} .

Эти два особенных направления колебаний определяются свойствами среды (кристалла) и взаимно перпендикулярны между собой. Поляризован-

ная волна с колебаниями, параллельными одному из этих двух направлений, распространяется через кристалл с определенной скоростью, оставаясь плоскополяризованной. Если направление первоначального колебания составляет угол с указанными особенными направлениями, то можно разложить его на два, распространяющихся с разными скоростями и, следовательно, приобретающих разность фаз. Наличие двух особых направлений колебаний, соответствующих двум разным скоростям, обуславливает явление **двойного лучепреломления**.

2. В плоскости волнового фронта, т.е. в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{N} , расположены вектор \mathbf{D} электрической индукции и вектор \mathbf{H} напряженности магнитного поля, который совпадает с вектором магнитной индукции $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, так как магнитная проницаемость μ в оптике для большинства сред равна 1. Вектор же \mathbf{E} (напряженность электрического поля), не совпадающий с \mathbf{D} , образует с \mathbf{N} угол, отличный от прямого. Оба вектора \mathbf{E} и \mathbf{D} всегда перпендикулярны к \mathbf{H} , так что общее расположение векторов соответствует рис. 3.3.

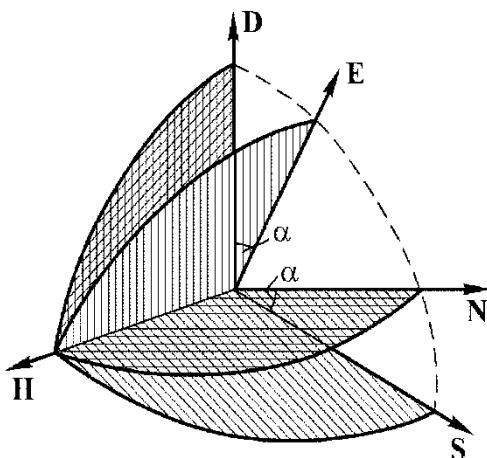


Рис. 3.3. Взаимное расположение векторов \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{H} , \mathbf{S} и \mathbf{N} . Вектор \mathbf{H} нормален к плоскости, в которой лежат все остальные векторы.

Таким образом, плоскость фронта волны, распространяющейся вдоль \mathbf{N} , есть плоскость \mathbf{DH} . Однако и плоскость \mathbf{EH} , повернутая на угол α относительно плоскости фронта \mathbf{DH} , имеет существенное значение, так как нормаль к ней определяет направление потока лучистой энергии, переносимой волной (вектор Умова-Пойнтинга \mathbf{S}), то есть направление светового луча. Для изотропной среды **луч и нормаль** к фронту волны совпадают, так как \mathbf{E} и \mathbf{D} имеют одинаковые направления. В анизотропной среде это имеет место только в частных случаях.

Скорость фазы q , измеренная вдоль нормали, будет отличаться от скорости световой энергии v , измеренной вдоль луча (лучевой скорости), так что $q = v \cos \alpha$. Двум значениям скорости фронта по нормали q' и q'' , обусловливающим двойное лучепреломление, соответствуют и два значения скорости распространения энергии, v' и v'' .

3. Две скорости (q' и q'' или v' и v''), характеризующие распространение света по какому-либо направлению в кристалле, равно как и направления колебаний соответствующих векторов (**D** или **E**), можно найти при помощи простых правил. Эти правила, так же как и все решения задачи о распространении света в кристаллах, были впервые определены Френелем, и применительно к электромагнитной теории света их можно сформулировать следующим образом.

Для определения лучевых скоростей v' и v'' в кристалле воспользуемся вспомогательной поверхностью, носящей название эллипсоида Френеля и описываемой уравнением:

$$\epsilon_x x^2 + \epsilon_y y^2 + \epsilon_z z^2 = 1 \quad (3.2)$$

Эллипсоид Френеля служит для определения лучевых скоростей v' и v'' по любому направлению в кристалле с помощью следующего построения. Проведем сечение эллипсоида, перпендикулярное к направлению **S**, вдоль которого распространяется свет (рис. 3.4). Сечение это будет иметь форму эллипса, главные оси которого $S'S'$ и $S''S''$ взаимно перпендикулярны. Направления этих осей дают направление колебания вектора **E** двух волн, поляризованных взаимно перпендикулярно и распространяющихся вдоль OS , а длины полуосей ($OS' = v'$, $OS'' = v''$) — лучевые скорости этих двух волн, отнесенные к скорости света в вакууме c .

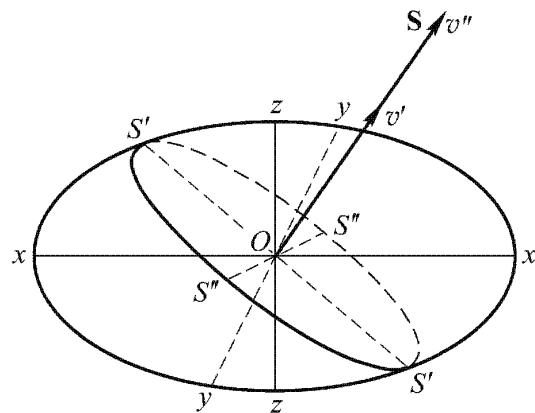


Рис. 3.4. Эллипсоид Френеля.

Подобным же образом можно составить представление и о скоростях распространения фазы (вдоль нормали **N**). Для этого удобнее использовать вспомогательную поверхность, связанную с эллипсоидом Френеля, также имеющую вид эллипсоида, носящего название эллипсоида индексов (или эллипсоида нормалей) и описываемого следующим уравнением:

$$\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} = 1 \quad (3.3)$$

Повторяя по отношению к эллипсоиду индексов построение, данное выше, найдем, что эллиптическое сечение его, перпендикулярное к любому направлению распространения ON , укажет два взаимно перпендикулярных колебания вектора \mathbf{D} , совпадающих с осями эллипса. Значения соответствующих скоростей q' и q'' , называемых ***нормальными скоростями***, обратно пропорциональны длинам полуосей этого эллипса.

3.1.3. Жидокристаллическое (мезофазное) состояние вещества

На сегодняшний день жидкокристаллические приборы являются одним из самых распространенных электрически управляемых типов ПМС. Это обстоятельство определяется прежде всего уникальными свойствами жидких кристаллов, а именно: их чрезвычайно высокой чувствительностью к управляющим воздействиям – в особенности к электрическим сигналам; достаточно хорошо выраженными пороговыми свойствами и высокой крутизной модуляционной характеристики для большинства электрооптических эффектов в ЖК; высоким оптическим качеством тонких слоев ЖК; технологичностью изготовления на их основе многоэлементных приборов и устройств большого формата. Разработаны ЖК смеси с широким температурным диапазоном существования мезофазы (жидокристаллического состояния), составляющим десятки градусов и включающих комнатные температуры. Они способны надежно работать в течение десятков тысяч часов (несколько лет непрерывной работы). Именно благодаря этим свойствам стало возможно столь широкое распространение ЖК в различных индикаторах.

Термин «жидкие кристаллы» был предложен профессором из Дрездена Отто Леманом в 1888 году. Он вряд ли удачен, однако, как и всякий термин, основанный на привлекательности сочетания двух не сочетаемых, в некотором смысле, понятий – жидкий и кристаллический, этот термин прижился. Только через тридцать лет появился другой, теперь столь же распространенный термин – мезофазное состояние, который ввел французский физик Фридель, образовав его от греческого слова «мезос» - промежуточный.

Температура, при которой твердая фаза превращается в мезофазу, называется, как обычно, температурой плавления. Температуру выхода из мезофазы в изотропную жидкость часто называют температурой или точкой просветления. Она называется так потому, что многие кристаллы в мезофазе сильно рассеивают свет, но это рассеяние исчезает при переходе в изотропную фазу, и расплав просветляется.

Жидокристаллическое (мезофазное) состояние наблюдается как особая термодинамическая фаза у многих органических веществ с характерной вытянутой формой молекул, которые обладают постоянным дипольным моментом. Температурный интервал существования мезофазы лежит в промежутке между существованием твердой фазы и жидкости. В пределах этого интервала может наблюдаться одна или несколько различных мезофаз, отличающиеся по виду и степени упорядоченности. Эти фазы принято подразделять на нематическую, холестерическую и несколько смектических фаз.

В нематической фазе молекулы стремятся ориентироваться таким образом, чтобы их главные оси были параллельны. Холестерическая фаза, являясь разновидностью нематической, представляет собой спиральную (закрученную) структуру упорядочения молекул. В смектической фазе наблюдается несколько различно ориентированных слоев, причем внутри каждого слоя длинные оси молекул параллельны друг другу.

Практически во всех ЖК фазах наблюдаются электрооптические и электромагнитные эффекты.

3.1.4. Ориентационные электрооптические эффекты в нематических ЖК

Электрооптические эффекты можно условно разделить на два основных типа: эффекты, обусловленные только диэлектрическим взаимодействием ЖК с электрическим полем (ориентационные или полевые эффекты), и эффекты, в которых помимо диэлектрических сил участвует проводимость ЖК, так называемые, электрогидродинамические неустойчивости. Особое место занимают также эффекты, вызванные тепловым действием электрического тока, вернее, рассеянием электрической мощности, подводимой с помощью электродов к слою ЖК.

Среднее направление ориентации осей молекул нематических ЖК (НЖК) в любой точке пространства \mathbf{r} принято описывать с помощью единичного вектора молекулярной ориентации $\mathbf{n}(\mathbf{r})$, называемого директором. Ориентация директора в слое НЖК определяется граничными условиями на поверхности подложек ячейки и возмущающим воздействием (в нашем случае, электрическим полем). Деформация директора в ориентированном слое НЖК вызывает соответствующие изменения его оптических свойств (двулучепреломления, оптической активности, пропускания, рассеивающей способности др.) и электрических свойств (емкости, проводимости, поверхностной поляризации и др.)

Ориентирующее действие электрических (и магнитных) полей на НЖК было отмечено уже в самых ранних работах ленинградскими физиками В.К. Фредериксом и В.Н. Цветковым. В 30-е годы ими исследованы многие физические свойства жидких кристаллов, в частности, влияние на их поведение электрических и магнитных полей. (Многие открытые ими эффекты заново открывались в США в 60-е годы.)

Анализ ориентационных эффектов обычно проводится в приближении отсутствия объемных зарядов и токов, когда мезофазу можно рассматривать как идеальный диэлектрик. В этих условиях в рамках континуальной теории мезофазы термодинамическое равновесие системы: ЖК (директор) – электрическое поле определяется из условия равенства момента вращения директора, вызванного полем, и упругого момента, стремящегося вернуть директор к первоначальному направлению.

Суммарное действие упругих моментов деформированного слоя НЖК описывается посредством упругой энергии F_e объема ЖК, которая является функцией от градиента директора $\Delta\mathbf{n}(\mathbf{r})$. Она обращается в ноль при $\Delta\mathbf{n}\equiv 0$.

Коэффициенты упругости K_{ij} имеют размерность силы и по порядку величины равны W/l , где W – энергия межмолекулярного воздействия, l – характерное расстояние, на котором изменяется ориентация директора.

Упругая энергия объема v деформированного слоя НЖК без учета поверхностных сил имеет вид:

$$F_e = \frac{1}{2} \int_v \left\{ K_{11} (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_{33} [\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n}]^2 \right\} d\mathbf{r}, \quad (3.4)$$

где K_{11} , K_{33} , K_{22} – соответственно коэффициенты упругости для деформации поперечного (splay) и продольного (bend) изгиба и кручения (torsion). (Рис. 3.5)

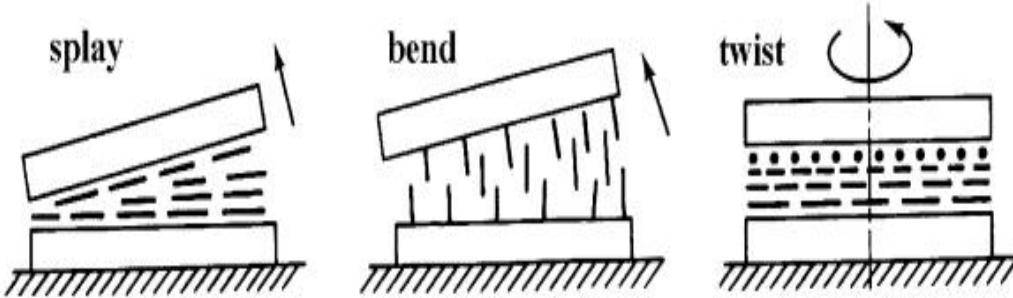


Рис. 3.5. Геометрия наблюдения S - (a), B - (b) и T -деформаций.

Момент вращения под действием электрического поля равен сумме диэлектрического момента, обусловленного анизотропией диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$ ($\epsilon_{||}$ и ϵ_{\perp} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости в направлении соответственно параллельном и перпендикулярном директору), и флексоэлектрического момента, возникающего при взаимодействии поляризации объема ЖК с внешним электрическим полем. Поляризация \mathbf{P} , вызванная изменением распределения $\mathbf{n}(\mathbf{r})$, описывается выражением:

$$\mathbf{P} = e_{11} \mathbf{n} (\operatorname{div} \mathbf{n}) + e_{33} [(\operatorname{rot} \mathbf{n}) \times \mathbf{n}], \quad (3.5)$$

где e_{11} , e_{33} – флексоэлектрические коэффициенты, квадрат которых по размерности и по порядку величины совпадает с коэффициентами упругости. Полная свободная энергия объема НЖК в электрическом поле равна сумме упругой энергии (3.5) и энергии взаимодействия НЖК с электрическим полем (3.6):

$$F_{el} = -\frac{1}{2} \int_v \left(\frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}}{4\pi} + 2\mathbf{E} \cdot \mathbf{P} \right) d\mathbf{r}. \quad (3.6)$$

Характер упругой деформации слоя ЖК под действием внешней возбуждающей силы определяется граничными условиями. В большинстве случаев это условия «жесткой» связи молекул с поверхностью подложек, которые подразумевают неизменность директора на этих поверхностях при любых деформациях слоя НЖК. Способы задания граничных условий могут

быть различны, однако все они сводятся к двум видам: ориентация молекул ЖК задается либо с помощью механической обработки поверхности, либо нанесением на подложку поверхностно активных веществ. Если \mathbf{n}_0 лежит в плоскости поверхности подложки, то такая ориентация называется планарной, а если перпендикулярен подложке, то гомеотропной (рис. 3.6). В промежуточных случаях имеем наклонную ориентацию.

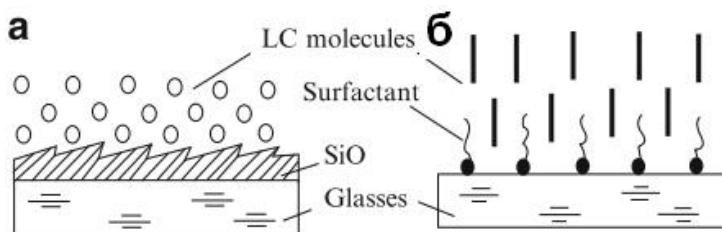


Рис.3.6. Планарная и гомеотропная ориентация (а,б).

Теперь можем сформулировать важнейшее утверждение, лежащее в основе анализа всех ориентационных эффектов в ЖК: *распределение директора $n(r)$ в электрическом поле должно соответствовать минимуму свободной энергии при заданных граничных условиях.*

Рассмотрим основные ориентационные эффекты в ЖК.

S- и B-деформацию директора при S- и B-эффектах удобно рассмотреть на примере S-эффекта в планарно ориентированных слоях НЖК с $\Delta\epsilon > 0$. Свое название эффект получил по типу начальной деформации директора. В этом случае все отклонения директора происходят в одной плоскости (рис. 3.7), так что компоненты директора соответственно равны $n_x = \cos \theta(z)$; $n_y = 0$; $n_z = \sin \theta(z)$.

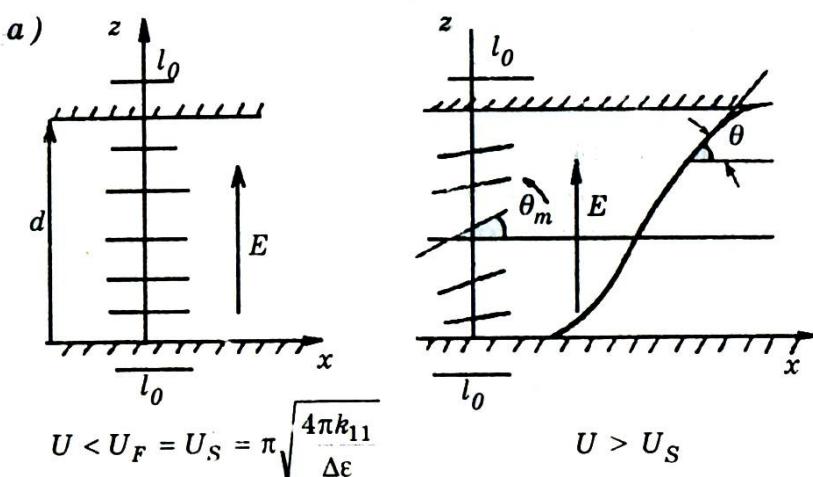


Рис.3.7. Эффект электрически управляемого двулучепреломления (S-эффект) в планарно ориентированном слое НЖК.

По достижении некоторого порогового напряжения на электродах (обычно 1-2 В) электрический момент преодолевает силы упругости,держивающие молекулы в исходном положении, и они начинают переориентироваться: первоначально в центре слоя, где сцепление с подложками наибо-

лее слабо, а затем и по всей глубине слоя. Этот процесс переориентации известен под названием перехода Фредерикса, а напряжение начала переориентации – порога Фредерикса. При напряжении, больше порогового, направления осей молекул в слое характеризуются некоторыми углами к направлению первоначальной ориентации и являются функцией координаты слоя по толщине.

Основной оптической характеристикой, изменение которой наблюдается при S- и В-деформациях, является двулучепреломление. Пусть оптическая индикатриса нематика, которая представляет собой вытянутый эллипсоид вращения (оптически положительный кристалл), под действием электрического поля повернулась на угол θ по отношению к оси OX (рис.3.8.).

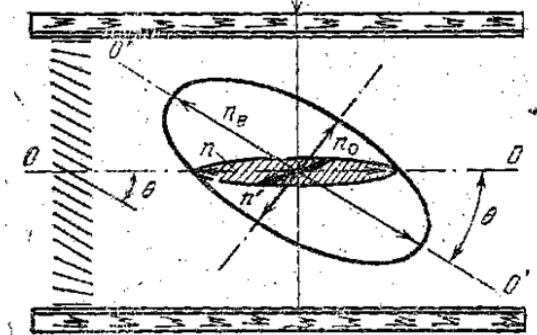


Рис. 3.8. Изменение двулучепреломления НЖК под действием электрического поля.

Если свет распространяется вдоль оси OX, то его разность фаз на выходе из слоя будет определяться двулучепреломлением слоя. Двулечепреломление, как известно, определяется разностью полуосей эллиптического сечения оптической индикатрисы, перпендикулярно волновому вектору. Большая полуось сечения по законам аналитической геометрии будет равна:

$$n(z) = n_{\parallel} n_{\perp} \left(n_{\perp}^2 \cos^2 \theta(z) + n_{\parallel}^2 \sin^2 \theta(z) \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.7)$$

где n_{\parallel} и n_{\perp} – главные значения показателей преломления или главные оси эллипсоида оптической индикатрисы. Вместо n_{\parallel} и n_{\perp} часто в литературе используют обозначения $n_e \equiv n_{\parallel}$ и $n_0 \equiv n_{\perp}$ и называют их коэффициентами преломления для необыкновенного и обыкновенного луча. (Однако нужно помнить, что тождества справедливы лишь в том случае, если начальная ориентация директора строго планарная и если приложении поля не наблюдается отклонения директора в плоскости XY; как будет показано дальше, в случае твист-деформации они не выполняются). Тогда двулучепреломление рассматриваемого слоя НЖК запишется следующим образом:

$$\Delta n = n - n_0 = \frac{n_0 n_e}{\left(n_0^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}}} - n_0, \quad (3.8)$$

а разность фаз на выходе слоя будет

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi\Delta nd}{\lambda} \quad \text{или} \quad \Delta\Phi(U) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d [n_e(\theta(z)) - n_0] dz. \quad (3.9)$$

Для получения зависимости разности фаз от напряжения (при изучении электрических переходов Фредерикса удобно пользоваться критическим напряжением, а не полем, так как критическое напряжение не зависит от толщины слоя нематика) необходимо подставить в выражение (3.9) аналитическую зависимость угла наклона директора от напряжения. Эта зависимость очень сложна и не может быть записана в элементарных функциях. Приближенное значение двулучепреломления в случае S-эффекта можно записать как:

$$\Delta n \approx \frac{2\pi d}{\lambda} n_e \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_e^2} \frac{1}{\left(K_{33}/K_{11} \right) - \left(\Delta\epsilon/\epsilon_\perp \right)} \left(\frac{U}{U_c} - 1 \right), \quad (3.10)$$

где U_c – критическое напряжение для перехода Фредерикса, которое для S-эффекта выражается следующим образом:

$$U_c = \pi \left(\frac{4\pi K_{11}}{\Delta\epsilon} \right)^{1/2}, \quad (3.11)$$

Для В-эффекта аналогичные формулы имеют вид:

$$\Delta n \approx \frac{2\pi d}{\lambda} n_0 \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_0^2} \frac{1}{\left(K_{33}/K_{11} \right) - \left(\Delta\epsilon/\epsilon_\parallel \right)} \left(\frac{U}{U_c} - 1 \right) \quad (3.12)$$

$$U_c = \pi \left(\frac{4\pi K_{33}}{\Delta\epsilon} \right)^{1/2}. \quad (3.13)$$

Поместив ЖК ячейку между скрещенными поляризатором и анализатором, получим модуляцию интенсивности:

$$I = I_0 \sin^2 2\varphi_0 \sin^2 \Delta\Phi/2, \quad (3.14)$$

где I_0 – интенсивность падающего света с учетом пропускания поляризаторов, φ_0 – угол между осью поляризатора и начальной ориентацией молекул на подложках. Характерная осциллирующая зависимость пропускания от напряжения для планарно ориентированной ячейки представлена на рис. 3.9.

Таким образом, ориентационные электрооптические эффекты, связанные с изменением двулучепреломления, экспериментально проявляются как изменение разности фаз или интенсивности света, прошедшего через скрещенные поляризаторы, под действием электрического поля.

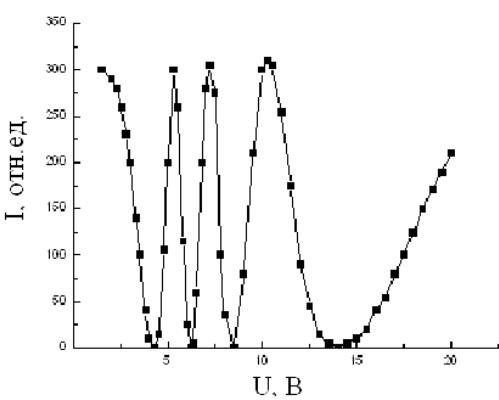


Рис. 3.9. Зависимость интенсивности света, прошедшего через планарно ориентированную ячейку, помещенную между скрещенными поляризаторами, от прикладываемого напряжения.

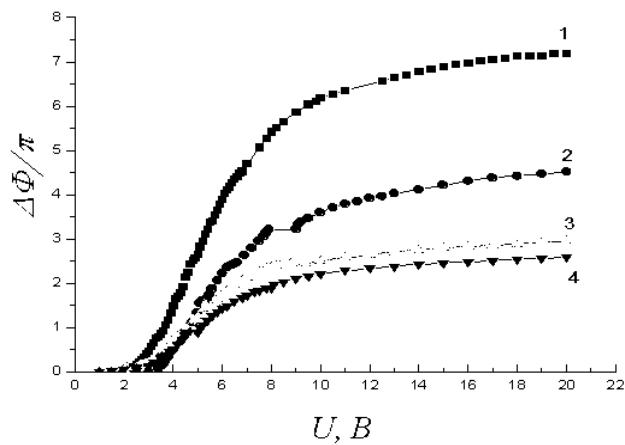


Рис. 3.10. Зависимость разности фаз между обычным и необыкновенным лучами прошедшего через планарно ориентированную ячейку монохроматического света. Кривые 1–4 соответствуют различной оптической толщине ячеек.

Если в рассмотренных выше электрооптических эффектах при малых деформациях искажения поля директора довольно просты и описываются одной упругой постоянной, то в случае твист-эффекта это искажение более сложно. Оно включает в себя разворот директора вокруг оси спирали (раскручивание спирали) и ориентацию в перпендикулярном направлении. Твист-ячейка – это плоский капилляр, заполненный нематическим ЖК, в котором направления ориентации молекул у противоположных подложек лежат в плоскости подложек и перпендикулярны друг другу. Если вещество имеет положительную диэлектрическую (или диамагнитную) анизотропию, то при наложении электрического (или магнитного) поля вдоль оси z возникает ориентационный эффект, представляющий собой комбинацию S, B и T-деформаций.

При граничных условиях, соответствующих рис. 3.11 ($\varphi = 0$ при $z = 0$ и $\varphi = \pi/2$ при $z = d$), распределение директора по толщине слоя в отсутствие поля однородно и может быть представлено в виде четверти витка спирали.

Такая закрученная структура поворачивает плоскость поляризации вошедшего в нее света вдоль оси z линейно поляризованного луча на угол $\pi/2$. Получается так, будто оптическая ось НЖК, поворачиваясь по мере продвижения вдоль координаты z , «ведет за собой» вектор поляризации света. Это выполняется для длин волн, удовлетворяющих условию Могена, $\lambda \ll (n_e - n_0)P_0$, где P_0 – шаг спирали. В данном случае $P_0 = 4d$, в отсутствие поля (пока нет отклонения молекул от плоскости XY) показатели преломления удовлетворяют условиям $n_e = n_{\parallel}$, $n_0 = n_{\perp}$. При достаточно больших толщинах ($d \approx 10$ мкм и более) условие Могена выполняется для всех длин волн видимого диапазона ($\lambda < 1$ мкм) и твист-ячейка закручивает на $\pi/2$ поляризацию как

монохроматического, так и белого пучка света. Минимальная толщина слоя ЖК определяется из условия получения максимального контраста и составляет:

$$d_{\min} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta n}. \quad (3.15)$$

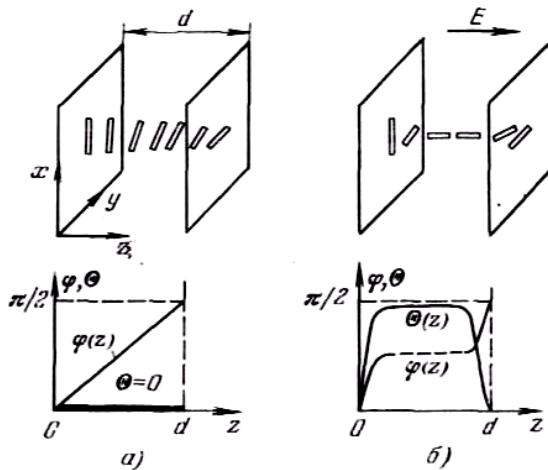


Рис. 3.11. Ориентация молекул в твист-ячейке и зависимости углов Θ и φ от координаты в отсутствие поля (а) и во внешнем поле, значительно превышающем пороговое (б).

Такой специфический ("волноводный") режим твист-ячейки можно вывести теоретически строго из уравнений Максвелла, рассматривая распространение электромагнитной волны в анизотропной среде с вращающимся (по мере продвижения вдоль оси z) тензором диэлектрической проницаемости. Если вектор поляризации входящего луча совпадает с направлением директора на передней поверхности твист-структурь, луч распространяется с фазовой скоростью $c/n_{||}$ (c – скорость света в вакууме) и на выходе остается линейно поляризованным (фазовая задержка $\Phi_e = \omega n_{||} d/c$). Луч, поляризованный перпендикулярно директору на входе ячейки, на выходе также остается линейно поляризованным с фазовой задержкой $\Phi_0 = \omega n_{\perp} d/c$. При произвольной поляризации входящего луча выходящий луч оказывается в общем случае эллиптически поляризованным.

Твист-структура ЖК в параллельных поляризаторах непрозрачна при распространении света по нормали к ограничивающим поверхностям в отсутствие поля. Теория отклика твист-ячейки на внешнее поле подобна теории для S-эффекта. Разница заключается в том, что в случае твист-эффекта находится зависимость от координаты z не только для полярного угла наклона молекул в $\theta(z)$, но и для их азимута $\varphi(z)$, т. е. задача является двумерной. В результате в выражения для порогового поля, определяющего начало деформации, входят все три модуля упругости НЖК:

$$E_0 = \frac{\pi}{d} \sqrt{\frac{4\pi}{\Delta\epsilon} \left[K_{11} + \frac{1}{4} (K_{33} - 2K_{22}) \right]}, \quad (3.16)$$

где d – толщина слоя ЖК, $\Delta\epsilon$ – показатель электрооптической анизотропии, K_{11}, K_{22}, K_{33} – модули упругости жидкого кристалла.

С повышением напряжения полярный угол наклона $\theta(z)$ увеличивается примерно так же, как при обычном переходе Фредерикса при планарной ориентации. При достаточно большом напряжении в центральной части слоя молекулы практически перпендикулярны электродам, $\theta_m \approx \pi/2$. Этим молекулам нельзя приписать определенного азимута, и центральная часть слоя не вращает плоскости поляризации света. Все изменения угла $\varphi(z)$ сосредоточены в прилегающих к электродам областях (качественно зависимости углов θ и φ от координаты z показаны в нижней части рис. 3.11). Эти приэлектродные области слишком тонкие, чтобы выполнялось условие Могена, и в результате, при достаточно высокой напряженности электрического поля, твист-структура вообще перестает поворачивать плоскость поляризации света, и ячейка оказывается прозрачной в параллельных поляризаторах.

Отсечка режима Могена и связанное с ней резкое увеличение пропускания (оптический порог) происходят при полях, заметно превышающих порог деформации, так как для этой отсечки необходимо, чтобы угол θ_m был порядка $\pi/2$ в достаточно протяженной (центральной) области слоя. Именно поэтому оптический порог твист-эффекта всегда превышает порог начала деформации, который может быть зарегистрирован по изменению емкости ячейки (или по изменению пропускания ячейки, повернутой между поляризаторами на 45°).

Оптический порог твист-эффекта повышается с уменьшением длины волны света, поскольку для более коротких волн отсечка режима Могена наступает позже.

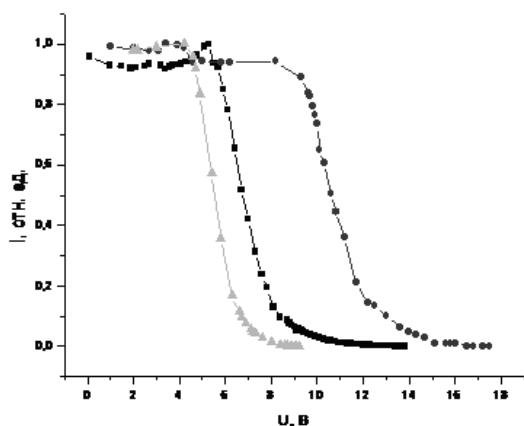


Рис. 3.12. Характерные зависимости оптического пропускания твист-структур, помещенных между скрещенными поляризаторами, от напряжения.

Таким образом, ориентационные электрооптические эффекты, связанные с вращением плоскости поляризации, экспериментально проявляются как изменение интенсивности света, прошедшего через скрещенные поляризаторы, под действием электрического поля. В отличие от двулучепреломления, для наблюдения которого необходим монохроматический свет, вращение плоскости поляризации можно наблюдать в белом свете, если условие Могена выполняется для всех длин волн видимого спектра.

Общее требование, необходимое для наблюдения электрооптических эффектов в ЖК – свет должен быть поляризованным. Если мы имеем дело не с когерентным лазерным излучением, то применяются специальные призменные или пленочные поляризаторы. Другое необходимое требование для всех ЖК устройств – слой ЖК должен иметь однородную начальную ориентацию в отсутствии внешнего поля.

3.1.5. Методы ориентации ЖК

Получение однородно ориентированных слоев ЖК является наиболее специфической технологической операцией при изготовлении ЖК устройств, поскольку правильная и однородная ориентация слоев ЖК является крайне важным условием их нормальной работы. Обработка ориентирующей поверхности обычно сводится к формированию микроскопической текстуры поверхности в виде параллельных бороздок. Основные методы получения такой текстуры: 1) натирание или полировка в одном направлении, 2) бомбардировка ионным или электронным пучком, 3) использование периодических структур, полученных гравировкой поверхности электродов или с применением фотолитографии. Планарная ориентация ЖК на таких поверхностях объясняется анизотропией упругих свойств, причем расположение молекул вдоль бороздок на поверхности подложек соответствует минимальной деформации ЖК (минимуму свободной энергии).

Многие методы ориентации связаны с добавками в ЖК или нанесением на подложки веществ, изменяющих поверхностное натяжение ЖК и смачиваемость поверхностей подложек. Такими веществами являются, например, лицетин и полиамидная смола.

Одним из наиболее гибких и совершенных методов получения планарной и наклонной ориентации является косое напыление тонких слоев окислов (кремния, германия и металлов). Путем варьирования углов наклона подложки относительно направления на источник, скорости напыления, толщины пленки ориентанта можно варьировать текстуру поверхности и степень связи ЖК с подложкой и, соответственно, угол наклона ЖК к ориентирующей поверхности.

3.2. Жидкокристаллические модуляторы света

3.2.1. Устройство и принцип работы электрически и оптически управляемых модуляторов на жидкокристаллах

Конструкция элементарной ЖК ячейки, в которой наблюдается большинство электрооптических эффектов, очень проста. Она представляет собой

сэндвич, состоящий из слоя ЖК толщиной обычно 2–30 мкм, заключенного между электродами на стеклянных подложках. По крайней мере, один из электродов должен быть прозрачным (в этом случае второй представляет собой зеркало). Такая ячейка является простейшим электрически управляемым модулятором света (рис. 3.13).

Тонкий ориентированный слой ЖК подобен пластиинке двулучепреломляющего твердого кристалла (например, турмалина), вырезанной перпендикулярно оптической оси. Основными отличиями являются толщина слоя (Δn в жидкокристаллических кристаллах на несколько порядков больше, чем в твердых, соответственно, для получения такой же разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами требуется геометрическая толщина на столько же порядков меньше) и возможность внешнего управления коэффициентом двулучепреломления.

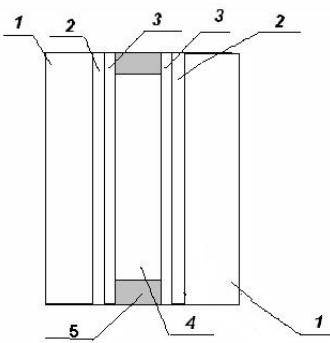


Рис. 3.13. ЖК ячейка (электроуправляемый ЖК ПМС).

1 – подложки; 2 – прозрачные электроды; 3 – ориентирующие слои; 4 – жидкокристаллический кристалл; 5 – прокладки

Среди электрически управляемых ЖК ПМС с амплитудной модуляцией света наиболее распространены приборы на основе твист-эффекта. Для них характерна высокая однородность модуляционной характеристики по площади модулятора, хороший контраст и слабая зависимость оптического отклика от длины волны. Наличие резкого оптического порога и высокая крутизна модуляционной характеристики позволили осуществить мультиплексное (построчное) управление матричными ПМС с числом элементов в десятки тысяч.

Вместе с тем, существует ряд научно-технических проблем, которые не могут быть решены с использованием твист-структур (независимо от способа управления). К таким проблемам можно отнести задачи, требующие фазовой модуляции оптического излучения, например, коррекцию aberrаций волнового фронта в задачах адаптивной оптики, нелинейные оптические логические процессоры. Для решения этих задач могут использоваться фазовые оптически управляемые (адресуемые) ЖК ПМС (ОА ЖК ПМС). Они также представляют собой многослойную структуру, заключенную между прозрачными электродами. Основным их отличием от электрически управляемых структур является наличие помимо электрооптического слоя, в котором осуществляется модуляция излучения, фоточувствительного (обычно полупроводникового) слоя.

водникового) слоя. ОА ЖК ПМС относятся к числу наиболее совершенных приборов данного класса. Исторически первым и наиболее простым типом таких ПМС является структура фотопроводник – жидкий кристалл (ФП – ЖК), конструктивно представляющая собой плоскую ячейку типа сэндвич, состоящую из двух параллельных подложек, на которые нанесены слои прозрачного проводящего электрода (оксид индия-олова, *indium tin oxide*, сокращенно – ITO), фоточувствительный слой и слои, ориентирующие длинные оси молекул ЖК в одном направлении, между которыми помещен слой жидкого кристалла (рис. 3.14 а).

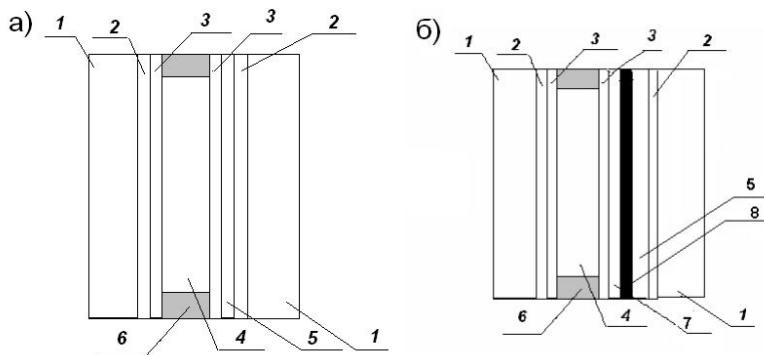


Рис. 3.14. Оптически управляемые ЖК ПМС просветного (а) и отражательного (б) типов.

1 – подложки; 2 – прозрачные электроды; 3 – ориентирующие слои; 4 – жидкий кристалл; 5 – фотопроводник; 6 – прокладки, 7 – диэлектрическое зеркало, блокирующий слой.

К электродам прикладывается постоянное или переменное питающее напряжение. В отличие от электрически управляемых модуляторов, это напряжение не меняется в процессе работы, а лишь перераспределяется между слоями модулятора. Принцип работы устройства следующий. Записывающий свет входного изображения создает в фотопроводнике пространственное распределение фотогенерированных свободных носителей заряда, которое формирует рельеф сопротивления структуры, соответствующий входному изображению. На освещенных участках активное сопротивление слоя фотопроводника уменьшается, а емкость увеличивается, что приводит к перераспределению приложенного напряжения между слоями структуры и увеличению напряжения, приложенного к ЖК. При напряжении на ЖК больше порогового для переориентации молекул показатель преломления ЖК изменяется в результате изменения угла наклона директора θ относительно оси z . Таким образом, оптическое управление сводится к управлению перераспределенным электрическим полем. Вклад фотоэдс обычно незначителен, поскольку ее величина на границе ФП и ЖК, как правило, мала по сравнению с внешним полем. С другой стороны, если порог Фредерикса ЖК слоя мал или отсутствует, то возможно получение изображения и без внешнего напряжения. Однако такой режим не может считаться рабочим, поскольку получаемый

фазовый набег в этом случае далек от максимально возможного в ЖК слое заданной оптической толщины.

За счет того, что темновое сопротивление фотопроводника очень велико (10^{13} Ом см; при освещении оно уменьшается на три порядка), не происходит растекания зарядового рельефа в плоскости изображения (плоскости границы раздела ФП и ЖК), поэтому в оптически управляемых модуляторах для записи изображения не требуется пиксельная структура электродов: оба прозрачные электрода сплошные. (Электрически управляемый модулятор при сплошных электродах работает как элементарная ячейка.)

ОА ПМС бывают просветного и отражательного типов (рис. 3.14). Причем в отличие от электроуправляемых ЖК ПМС, где работа в отражательной моде обеспечивается простой заменой одного прозрачного электрода зеркалом, ОА ПМС отражательного типа – это самостоятельное устройство, значительно более сложное, чем ОА ПМС просветного типа. Поскольку при постоянном или низкочастотном однополярном питании такая структура (рис. 3.14 б) работать не может, требуется согласование слоев по импедансу.

Основной недостаток ПМС просветного типа – ограничение на длину волны считывающего света (ФП должен быть к ней нечувствителен). Наиболее совершенный тип структур отражательного типа, в котором достигнуто максимальное ослабление воздействия на фоточувствительный слой – это ПМС со сплошными диэлектрическими или дискретными (мозаичными) отражающими слоями, введенными в структуру между ФП и ЖК. В качестве сплошного отражающего покрытия используются различные диэлектрические зеркала, которые, как правило, представляют собой систему чередующихся слоев окислов кремния и тугоплавких металлов. Коэффициент отражения таких зеркал для считывающего света должен быть не меньше 90%. Надежная связь между каналами записи и считывания достигается за счет блокирующего (поглощающего) слоя, например, слоя аморфного углерода.

Эквивалентная электрическая схема одиночного элемента изображения ПМС (сплошные электроды) в первом приближении может быть представлена последовательно соединенными сопротивлениями ФП и ЖК, зашунтированными соответствующими емкостями (рис. 3.15).

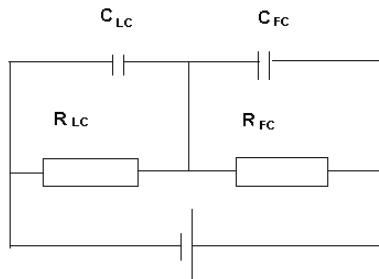


Рис. 3.15. Эквивалентная схема структуры ФП-ЖК.

Для нормального функционирования ПМС необходимо, чтобы в отсутствие записывающего излучения напряжение на слое ЖК было ниже порогового (U_{th}), а под действием записывающего излучения, за счет изменения проводимости ФП, напряжение на слое ЖК должно повышаться до напряже-

ния насыщения (U_{sat}), при котором происходит полный разворот молекул. Оценим величины необходимых значений темновой проводимости ФП и приращения проводимости под действием записывающего излучения.

Напряжение на ЖК слое можно записать как

$$U_{FC} = E_{FC}d_{FC} = \frac{U}{1 + \frac{d_{FC}\sigma_{LC}}{d_{LC}\sigma_{FC}}}, \quad (3.18)$$

где d_{FC} и d_{LC} – толщины слоев ФП и ЖК, а σ_{FC} и σ_{LC} – их проводимости.

Без записывающего излучения, когда проводимость ФП равна темновой, напряжение на слое ЖК должно быть меньше порогового. Это условие выполняется, если

$$\sigma_{FC}^{dark} \leq \frac{\sigma_{LC}d_{FC}U_{sat}}{d_{LC}(U_0 - U_{sat})}. \quad (3.19)$$

Удельное сопротивление большинства ЖК имеет порядок $10^{11} - 10^{12}$ Ом см, а пороговое напряжения 1–2 В. Толщины слоев ФП и ЖК соизмеримы. Напряжение питания ПМС, даже если проводимости ФП и ЖК одного порядка, должно быть равным $U=2U_{sat}$. Так как обычно $U_{sat}=3-5$ В, напряжение питания для оценки положим 10 В. Подставляя в (3.19) значения параметров получим, что темновая удельная проводимость ФП не должна превышать 10^{-13} Ом⁻¹ см⁻¹.

Приведенные выше выкладки справедливы для режима питания структуры постоянным напряжением. При питании переменным напряжением, из-за шунтирующего действия эквивалентных емкостей слоев ФП и ЖК темновая проводимость ФП должна быть заметно ниже. Пользуясь формулой (3.19) нетрудно показать, что даже при оптимальном согласовании импедансов слоев ФП и ЖК чувствительность при питании переменным напряжением будет ниже, чем при питании постоянным.

При использовании структур ФП–ЖК просветного типа в режиме реверсивных голограмических сред, обычно применяется режим питания прямоугольными низкочастотными импульсами напряжения (однополярными или биполярными), синхронизированными с записывающими световыми импульсами. Обычно частота следования импульсов находится в интервале 2–10 Гц. На таких частотах шунтирующее действие емкостей слоев оказывается незначительно, а импульсное питание позволяет существенно снизить негативное влияние процессов накопления заряда на границах раздела фаз.

Быстродействие ЖК ПМС определяется как величина, обратная времени отклика структуры на записывающий импульс, и измеряется в герцах. Оно определяется суммарным временем включения и выключения, за которое интенсивность прошедшего через структуру считающего света спадает до 0,1 от максимального значения и вновь увеличивается до 0,9 от макси-

мального значения. Временные характеристики электроуправляемого ЖК ПМС описываются формулами

$$\tau_{on} = \frac{4\pi\gamma_1}{\Delta\epsilon(f)} \frac{d^2}{(U^2 - U_{th}^2)}, \quad (3.20)$$

$$\tau_{off} = \gamma_1 d^2 / \pi^2 K_{ii}, \quad (3.21)$$

где γ_1 – вязкость ЖК, $\Delta\epsilon(f)$ – диэлектрическая анизотропия, зависящая от частоты питания, d – толщина слоя ЖК, U – приложенное управляющее напряжение K_{ii} – константа упругости. Для S-эффекта $K_{ii} = K_{11}$, в то время как для твист-эффекта $K_{ii} = K_{11} + (K_{33} - 2K_{22})/4$. Поскольку последняя величина больше K_{11} , то следует ожидать уменьшения постоянной времени процесса релаксации директора ЖК и, следовательно, лучших временных характеристик по сравнению с S-эффектом.

С оптически управляемыми структурами дело обстоит сложнее. Несмотря на то, что электрооптический отклик ФП (даже аморфного), как правило, существенно превосходит по быстродействию отклик ЖК, использовать стандартные формулы, выведенные для электроуправляемых ячеек (3.20) и (3.21), для оценки времен включения и выключения оптически управляемых структур следует осторожно.

Малое быстродействие является одним из основных недостатков оптически управляемых ЖК устройств. Этот недостаток носит принципиальный характер. Время включения ограничивается максимально возможным рабочим напряжением, которое, будучи поделено между слоями неосвещенного ФП и ЖК в соответствии с их сопротивлениями, даст составляющую на ЖК меньше порога Фредерикса. (В электрически управляемых структурах максимальное напряжение ограничивается только пробоем.)

При выключении засветки образующийся в процессе работы объемный заряд на межфазной границе ФП – ЖК при стандартных значениях проводимости прилегающих слоев самостоятельно стекает очень медленно. Это длительное рассасывание заряда еще более замедляет процесс естественной релаксации ЖК слоя. А даже для электроуправляемых структур быстродействие, как правило, определяется именно временем естественной релаксации ЖК под действием упругих сил, которое больше времени отклика и которым значительно труднее управлять.

Некоторые способы повышения быстродействия электроуправляемых структур применимы и к оптически управляемым. К таким способам относится возможное уменьшение толщины ЖК слоя, как за счет использования кристалла с большой оптической анизотропией, так и за счет введения в структуру зеркала; повышение температуры для уменьшения вязкости. Используются и двухчастотные ЖК смеси, допускающие управление процессом релаксации, отличительной особенностью которых является смена знака диэлектрической анизотропии при определенной частоте питающего напряже-

ния. Иногда применяются специальные способы, такие как опустошение заполненных электронных ловушек на межфазной границе мощным световым импульсом.

С другой стороны, с оптически управляемыми структурами стараются, по возможности, работать на первых осцилляциях пропускания от напряжения, что связано с ограниченной величиной фотогенерируемых напряжений. Если мы имеем дело с достаточно толстой ячейкой, то фазовый набег до 2π обеспечивается при сравнительно несильной деформации слоя жидкого кристалла. Для достижения такого состояния, как и для релаксации ЖК в исходное положение, требуется значительно меньше времени, чем для полного разворота молекул ЖК перпендикулярно подложкам.

Существенно улучшить динамику отклика позволяет синхронизированное с импульсами записывающего света низкочастотное биполярное питание. Выигрыш имеет место за счет того, что приложенное в момент выключения засветки напряжение, полярность которого противоположна полярности фотоэдс, сразу нейтрализует влияние объемного заряда, который, в противном случае, тормозит естественную релаксацию ЖК слоя.

3.2.2. Основные параметры и характеристики жидкокристаллических модуляторов света

Основной характеристикой электроуправляемого модулятора является **модуляционная** (зависимость интенсивности прошедшего света от прикладываемого к структуре напряжения), а основными параметрами – максимально достижимый контраст (отношение минимального пропускаемого светового сигнала к максимальному; записанное в логарифмической форме оно называется динамическим диапазоном) и быстродействие.

Динамический диапазон D ЖК ПМС рассчитывается в децибеллах по формуле

$$D = -10 \log\left(\frac{I_{\min}}{I_{\max}}\right). \quad (3.22)$$

Быстродействие ЖК ПМС определяется как величина, обратная времени отклика структуры на записывающий импульс, и измеряется в герцах. Оно определяется суммарным временем включения и выключения, за которое интенсивность прошедшего через структуру считающего света спадает до 0,1 и вновь увеличивается до 0,9 от максимального значения. Временные характеристики электроуправляемого ЖК ПМС описываются формулами (3.20) и (3.21). Динамика электрооптического отклика для планарно ориентированного нематика представлена на рисунке 3.16.

Стандартными путями повышения быстродействия ЖК структур являются уменьшение толщины ЖК слоя, что возможно сделать, если использовать кристалл с большим коэффициентом двулучепреломления или структуру отражательного типа, в которой луч проходит через слой ЖК дважды. Уменьшить время включения возможно за счет увеличения управляемого

напряжения, однако быстродействие определяется суммой времен включения и выключения, а время выключения на порядки больше времени включения и от величины управляющего напряжения не зависит.

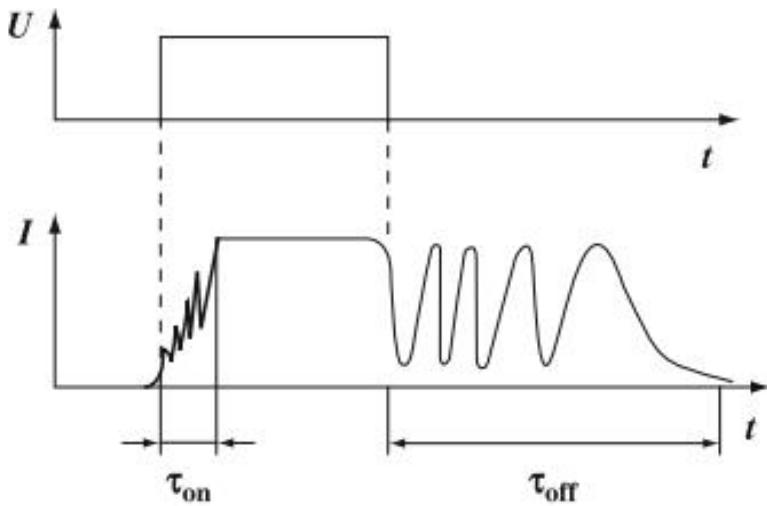


Рис. 3.16. Динамика электрооптического отклика планарно ориентированного НЖК.

Можно нагреть кристалл для уменьшения его вязкости. Еще одним путем улучшения временных характеристик ориентационных эффектов в ЖК является выбор оптимальных режимов работы. Для S- и B- эффектов это достигается за счет выбора напряжения смещения и амплитуды переключающего импульса.

Одним из наиболее эффективных путей улучшения быстродействия ПМС является использование двухчастотного режима управления ячейкой. Как известно, НЖК являются оптически одноосными средами и характеризуются двумя главными значениями тензора диэлектрической проницаемости, параллельной ϵ_{\parallel} и перпендикулярной ϵ_{\perp} направлению директора ЖК, зависящими от частоты электрического поля. Двухчастотный (ДЧ) НЖК меняет знак диэлектрической анизотропии $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ на сравнительно небольших частотах (несколько кГц). Это позволяет проводить вынужденное выключение. Фактически это будет не свободная упругая релаксация, а время включения кристалла с отрицательной диэлектрической анизотропией, каким он становится на частотах выше критической. Соответственно для определения времени вынужденного выключения (переключения) следует пользоваться формулой (3.20). Увеличивая напряжение, мы уменьшим время переключения. Этот способ весьма эффективен, так как позволяет сократить времена переключения на порядки (до сотен микросекунд).

К основным параметрам ОА ЖК ПМС, определяющим их принципиальную пригодность для использования в когерентно-оптических процессорах обработки изображений, адаптивной оптике и динамической голографии, относятся **чувствительность к записывающему излучению, пространственное разрешение, быстродействие и дифракционная эффективность**.

Максимальный контраст полученного изображения характеризуется отношением $K=I/I_0$, где I – максимальная интенсивность прошедшего через структуру считающего света при наличии записывающего света, I_0 – интенсивность считающего излучения без записывающего света. Информацию о способности ПМС передавать мелкие детали дает **частотно-контрастная характеристика (ЧКХ)**, представляющая собой зависимость контраста переданного изображения от пространственной частоты проектируемой решетки. Под *разрешающей способностью ПМС* подразумевают пространственную частоту на полуспаде ЧКХ, но пользуются и классическим определением, согласно которому разрешение – это пространственная частота при предельно разрешимом глазом контрасте. Для характеристики ПМС используют также зависимость дифракционной эффективности от пространственной частоты (это, так называемая, голограммическая ЧКХ). Разрешающая способность ПМС зависит от толщины слоев ФП и ЖК, их удельных сопротивлений и некоторых других факторов, например, от диэлектрической проницаемости.

Для любой оптически управляемой структуры важнейшим параметром является чувствительность к записывающему излучению, а **основной характеристикой является сенситометрическая кривая**, представляющая собой зависимость интенсивности считающего света от интенсивности или энергии экспозиции записывающего света в случае не голографического применения и зависимость дифракционной эффективности от интенсивности записывающего излучения при использовании ПМС в качестве реверсивных голограммических сред.

При использовании ЖК ПМС для записи динамических голограмм встает вопрос о получении максимально возможной для данной структуры дифракционной эффективности (ДЭ), которая в случае записи решетки с симметричным профилем штриха достигается при условии равенства π фотондуцированного фазового набега. (Дифракционная эффективность определяется как отношение интенсивности излучения в первом порядке дифракции к интенсивности прошедшего через структуру считающего излучения в отсутствие записывающего света). Данное утверждение следует из того, что ДЭ ЖК ПМС на основе структур ФП – ЖК при нормальном падении считающего излучения описывается квадратом функции Бесселя соответствующего порядка от глубины фазовой модуляции считающего пучка.

Максимальный фотондуцированный фазовый набег определяется чувствительностью оптически управляемого ЖК ПМС к записывающему излучению. Чувствительность структуры в целом зависит, в значительной степени, от чувствительности используемого фотопроводника, но определяется не только ею. Поскольку молекулы ЖК, в конечном счете, управляются перераспределенным внешним электрическим полем и полем фотондуцированного объемного заряда, то при одинаковой чувствительности ФП слоев и одинаковом слое ЖК более чувствительной оказывается структура, которая раньше достигает набега фазы π по напряжению, то есть та, у которой меньше начальный угол наклона директора ЖК к подложке.

Что касается самого фотопроводника, то его чувствительность определяется отношением фототока к темновому току. Для нормальной работы ЖК ПМС это отношение должно составлять не менее трех порядков. С другой стороны, темновое сопротивление ФП, как уже говорилось ранее, должно быть примерно на порядок выше сопротивления ЖК и составлять не менее $10^{12} - 10^{13}$ Ом см. Данные требования делают невозможным использование в ЖК ПМС классических хорошо проводящих кристаллических фотопроводников в чистом виде.

В качестве фоточувствительных слоев в описанных структурах применяются слои аморфных фотопроводников, причем оба основных класса этих веществ: халькогенидные стекла и гидрогенизированные элементы IV группы. К достоинствам этих веществ относятся их относительная дешевизна (по сравнению с выращиванием кристаллов) и простота получения элементов большой площади, поскольку они изготавливаются либо вакуумным напылением, либо осаждением из газовой фазы.

3.2.3. *Фотоиндукционный фазовый набег*

Многие экспериментаторы, работающие с фазовыми ОА ЖК ПМС, сталкивались с ситуацией, когда полный потенциально возможный фазовый набег, определяемый оптической толщиной слоя НЖК, не может быть получен посредством только светового управления при фиксированном напряжении смещения. Тем не менее, практический интерес представляет величина именно фотоиндукционного фазового набега, а не электрически индуцированного, который легко можно получить, взяв достаточно большую оптическую толщину ($d \Delta n$) жидкого кристалла и подав на него соответствующее напряжение. *Фотоиндукционный фазовый набег – это разница между фазовым набегом на освещенных и темных участках рабочего поля модулятора в параллельно ориентированных структурах.*

Поскольку параллельно ориентированные (фазовые) ОА ЖК ПМС изготавливались, главным образом, для записи на них динамических голограмм, исследование их оптических характеристик проводилось по голограммической методике. Основной модуляционной характеристикой ОА ЖК ПМС является сенситометрическая кривая. Аналогом этой характеристики при голограммическом исследовании является зависимость дифракционной эффективности записываемой синусоидальной решетки от мощности одного из двух интерферирующих записывающих пучков.

Однако сенситометрическая кривая для модуляторов с достаточно большой оптической толщиной, в общем случае, представляет собой лишь кусочек полной модуляционной кривой, снятый при каком-то фиксированном напряжении питания. Чтобы получить полную картину, приходится изменять одновременно два параметра – интенсивность записывающего света и напряжение, то есть снимать семейство сенситометрических кривых (или зависимостей дифракционной эффективности от мощности записи), каждая из которых соответствует определенному напряжению. При этом изменение дифракционной эффективности на каждой конкретной кривой соответствует

фазовому набегу не более $2 - 3 \pi$ на рабочей длине волны. Увеличение толщины ЖК усиливает разрыв между фотоиндуцированным фазовым набегом и набегом, создаваемым в этих же структурах внешним напряжением. Между тем, в правильно рассчитанной оптически управляемой структуре весь потенциально возможный фазовый набег должен реализовываться посредством только светового управления.

Хорошо известен вид зависимости пропускания от напряжения, приложенного к структуре, при фиксированной мощности записывающего излучения, представляющей собой осциллирующую функцию (рис. 3.17а). При изменении мощности записывающего излучения от вызывающей фототок насыщения в ФП и выше вид зависимости не меняется. С уменьшением мощности записывающего излучения ниже уровня насыщения фототока в ФП экстремумы будут сдвигаться в сторону больших напряжений, не меняя своей амплитуды вплоть до мощности записи, соответствующей чувствительности структуры по максимальному контрасту.

Как уже говорилось, эквивалентная электрическая схема ОА ЖК ПМС в первом приближении может быть представлена последовательно соединенными сопротивлениями ФП и ЖК, зашунтированными соответствующими емкостями (рис. 3.15). В наиболее простом случае при питании ОА ЖК ПМС постоянным напряжением эту схему можно упростить до двух последовательных сопротивлений. Тогда напряжение на слое ЖК в стационарном режиме можно записать в виде (3.13).

Изменение проводимости ФП под действием записывающего излучения обычно описывается степенной зависимостью:

$$\sigma_{FC} = \sigma_{FC}^{dark} + aI^\alpha, \quad (3.23)$$

где σ_{FC}^{dark} – темновая проводимость ФП, I – интенсивность записывающего излучения, a, α – параметры ФП.

В соответствии с (3.13) и (3.23) напряжение на слое ЖК будет зависеть от интенсивности записывающего излучения следующим образом:

$$U_{LC}(I) = \frac{U}{1 + p \frac{\sigma_{LC}}{\sigma_{LC}^{dark} + aI^\alpha}}, \quad (3.24)$$

где $p = d_{FC}/d_{LC}$.

Чтобы сенситометрическая кривая структуры (зависимость пропускания от мощности записывающего излучения при фиксированном напряжении, соответствующем последнему экстремуму на кривой пропускания или полной переориентации молекул ЖК) по количеству экстремумов повторяла зависимость пропускания от напряжения, необходимо, чтобы при уменьшении освещенности все «лишнее» напряжение падало на ФП, а при полном выключении засветки на слой ЖК приходилось лишь напряжение, не превышающее порог Фредерикса (рис. 3.17 б). Чувствительность по максимальному контрасту соответствует мощности записи, при которой достигается первый максимум сенситометрической кривой. При более низкой мощности

ухудшается контрастное отношение записываемого изображения (отношение минимального пропускания к максимальному). Отсюда вытекают основные требования к ФП: очень высокое темновое сопротивление и высокая чувствительность к записывающему излучению (отношение темнового тока к фототоку насыщения должно составлять не менее трех порядков). С другой стороны, слой ЖК должен обладать высокой чувствительностью по напряжению, то есть полная его переориентация должна наступать при сравнительно небольших напряжениях, при которых сохраняются малый темновой ток и, соответственно, высокая чувствительность ФП.

Зависимость интенсивности считывающего света от мощности записывающего излучения (сенситометрическая кривая), представленная на рисунке 3.17 б, снималась по проекционной методике по которой модулятор помещается между скрещенными поляризаторами, а на фоточувствительный слой проектируется изображение диафрагмы 10 (рис. 3.18).

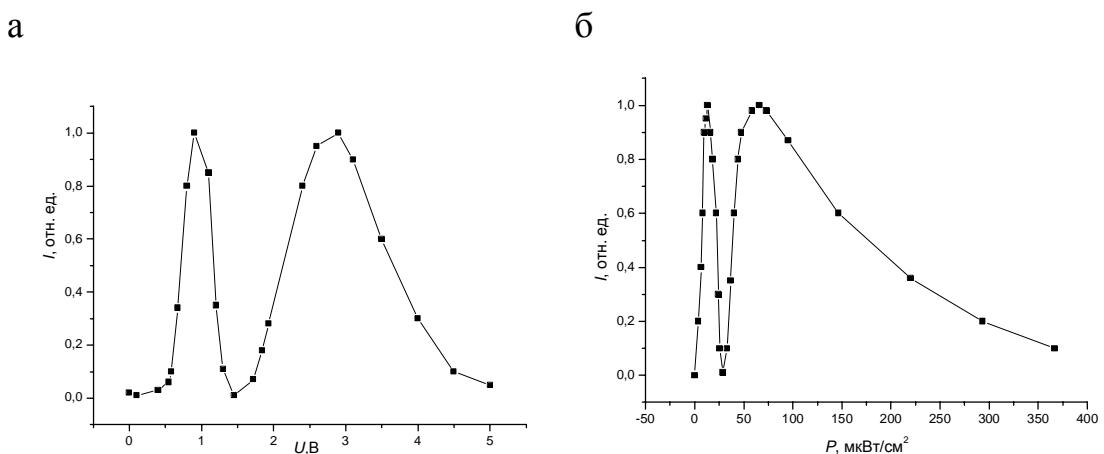


Рис. 3.17. Работа одного и того же ОА ЖК ПМС в режиме электрического (сильная засветка соответствует насыщению фототока) (а) и в режиме светового (б) управления.

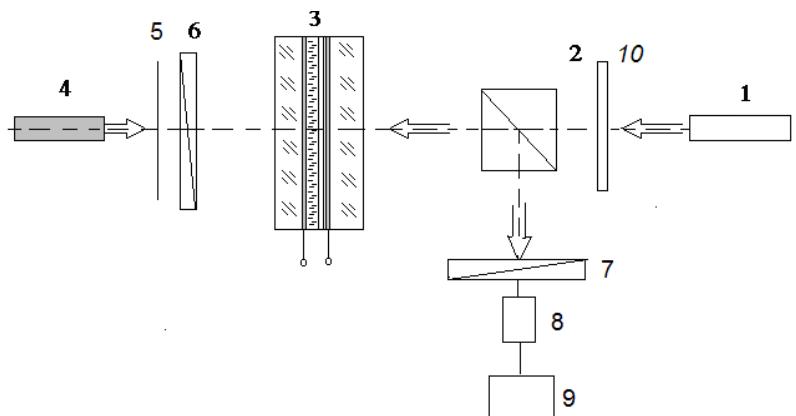


Рис. 3.18. Схема измерения оптического пропускания ОА ЖК ПМС.
1 – источник записывающего излучения; 2 – светоделитель; 3 – ОА ЖК ПМС;
4 – источник считывающего излучения; 5 – механический прерыватель считывающего луча; 6, 7 – скрещенные поляроиды; 8 – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); 9 – селективный вольтметр, 10 – диафрагма или мириа.

Когда структура ОА ЖК ПМС рассчитывается по импедансу с учетом ее эквивалентной электрической схемы, под чувствительностью ФП, по умолчанию, понимается его чувствительность в максимуме спектральной характеристики. При отступлении от максимума в сторону как меньших, так и больших длин волн, чувствительности ФП может не хватить, и модулятор будет демонстрировать существенно меньший фазовый набег, чем при тестировании на длине волны максимальной чувствительности. Таким образом, при невозможности по каким-либо причинам произвести измерения на нужной длине волны весьма актуальным является вопрос о перерасчете максимального фотоиндуцированного фазового набега по спектру для произвольных длин волн из области чувствительности фотослоя. Для решения этой задачи можно воспользоваться приближенной формулой, справедливой при измерениях, проводимых как по проекционной, так и по голограммической методике:

$$\Delta\Phi_{\lambda 2} = \Delta\Phi_{\lambda 1} \frac{\lambda_3}{\lambda_4} \frac{J_{\lambda 2} + J_c}{J_{\lambda 1} + J_c} \frac{J_{D3} + J_c}{J_{D4} + J_c}, \quad (3.25)$$

где $\Delta\Phi_{\lambda 1}$, $\Delta\Phi_{\lambda 2}$ – величины максимального фотоиндуцированного фазового набега на длинах волн записывающего излучения λ_1 и λ_2 соответственно; λ_3 и λ_4 – длины волн считывания; $J_{\lambda 1}$ и $J_{\lambda 2}$ – значения фототоков насыщения полупроводника на длинах волн λ_1 и λ_2 соответственно, J_{D3} , J_{D4} – темновые токи с учетом возможной засветки считающим излучением; J_c – емкостная составляющая тока через фотопроводник.

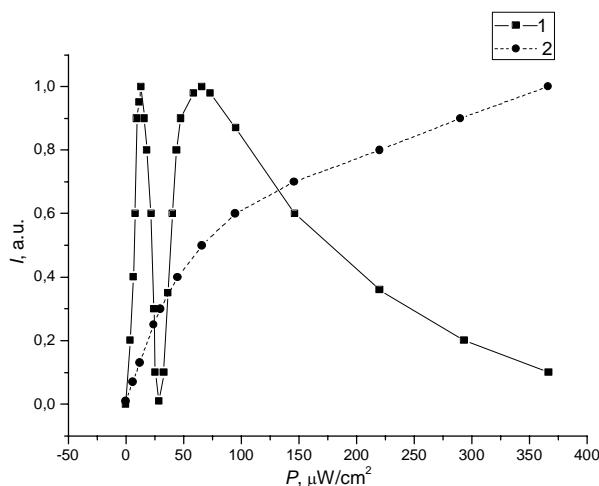


Рис. 3.19. Экспериментальные сенситометрические кривые модулятора на основе $\text{As}_{10}\text{Se}_{90}$, полученные по проекционной методике: 1 – синий свет; 2 – красный свет.

При голограммической записи поляризаторы не используются. Схема стенда для исследования характеристик ОА ПМС в режиме реверсивной записи голограмм представлена на рис. 3.20. В качестве записывающего светового потока используется излучение лазера (1), расширенного с помощью те-

лескопической формирующей системы (4, 5). Картина интерференции двух коллимированных пучков диаметром с плоскими волновыми фронтами, полученных с помощью светоделительного устройства (6), формируется на фоточувствительном слое исследуемой оптически управляемой структуры (11). Для реализации режима записи с модуляцией во времени записывающих пучков применяется электроуправляемый ЖК затвор (2) на основе сегнетоэлектрического ЖК, который переключается синхронно с импульсами подаваемого на исследуемую структуру напряжения. Считывание голограмм в режиме проходящего пучка осуществляется с помощью полупроводникового лазерного диода (8) с длиной волны излучения, к которой ФП нечувствителен. Диаметр считающего пучка после формирующей системы (9, 10) составляет около 10 мм, угол падения линейно поляризованного считающего излучения на исследуемую структуру может варьироваться в широких пределах. Интенсивность дифрагированного в n -й порядок дифракции излучения регистрируется помостью ФЭУ (фотоэлектронного умножителя) (14), расположенного в фокальной плоскости интегрирующего объектива (12). Микродиафрагма ФЭУ размещается в фурье-плоскости интегрирующего объектива, причем размер микродиафрагмы должен быть согласован с диаметром Эйри сфокусированного пучка. Сигнал от ФЭУ поступает на двухлучевой осциллограф, куда поступают также импульсы питающей исследуемую структуру напряжения (либо импульсы сигнала записи).

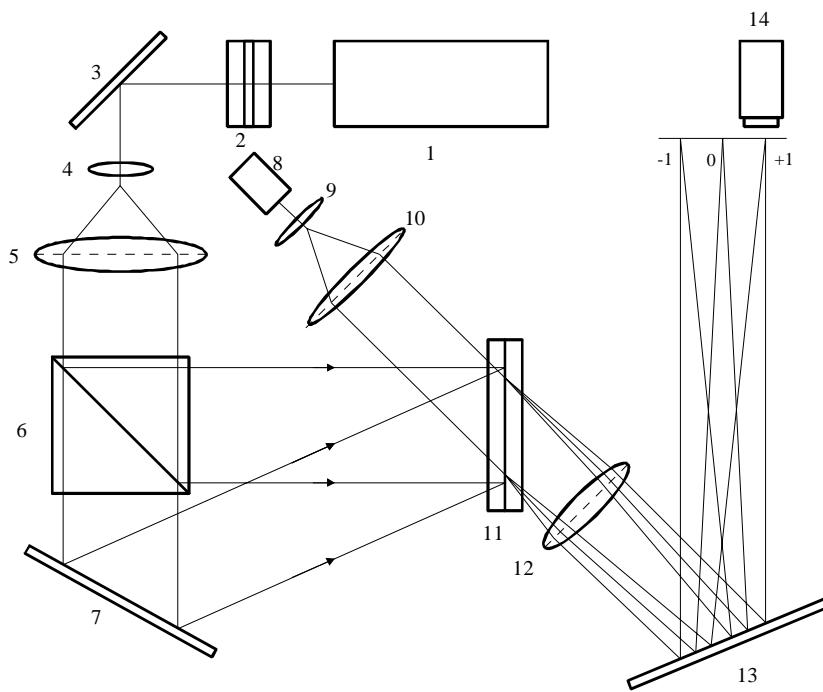


Рис. 3.20. Стенд для исследования ОА ЖК ПМС в режиме реверсивной записи голограмм. 1 – Не-Не лазер, 2 – электроуправляемый ЖК- затвор, 8 – полупроводниковый лазерный диод, 4,5 и 9,10 – телескопические формирующие системы, 6 – светоделительное устройство, 11 – исследуемая оптически управляемая структура фоточувствительный слой – ЖК, 12 – интегрирующий объектив, 14 – ФЭУ, 3,7,13 – зеркала.

Физическая (без учета потерь в элементах структуры) дифракционная эффективность η_n определяется, как отношение максимальной во времени интенсивности излучения в n -ом порядке дифракции I_n к интенсивности излучения I_0 , прошедшего через исследуемую структуру в отсутствие световой решетки на входе. На описанном стенде возможно проводить измерения величины дифракционной эффективности (ДЭ) записываемых решеток при вариации в широких пределах интенсивности света записи, пространственной частоты формируемой решетки и параметров управляющего напряжения.

Раздел 4. ПРИМЕНЕНИЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

4.1. Запись голограмм и получение восстановленных изображений

Рассмотрим качественно процесс образования простейшей голограммы и восстановления изображения. Пусть объект, расположенный в плоскости P_1 , представляет собой точечный источник сферической волны. Плоская опорная волна падает на плоскость регистрации голограммы P_2 по оси системы (рис. 4.1).

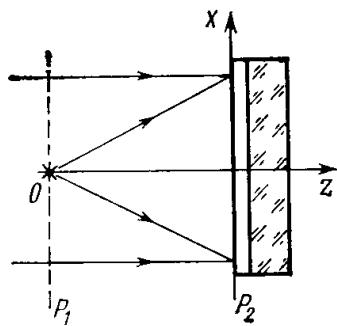


Рис. 4.1. Схема регистрации голограммы точечного объекта.

Тогда распределение интенсивности по линии сечения плоскости P_2 плоскостью чертежа

$$I(x) = I_c + I_0 + 2\sqrt{I_c I_0} \cos\left(\frac{kx^2}{R} + \Delta\varphi_0\right), \quad (4.1)$$

где R – радиус кривизны сферической волны; $\Delta\varphi_0$ – разность фаз между плоской и сферической волнами на оси системы.

Амплитудное пропускание записанной голограммы будет равно

$$\tau(x) = \tau_f + 2\beta\sqrt{I_c I_0} [tM(v)] \cos[2\pi v x + \Phi(v)], \quad (4.2)$$

где τ_f – амплитудное пропускание фона, обусловленного пространственно-постоянной интенсивностью $I_c + I_0$, β – тангенс угла наклона линейного участка зависимости амплитудного пропускания от экспозиции в рабочей области, $M(v)$ – оптическая передаточная функция материала. Если предположить, что регистрация осуществляется на материале с идеальными характеристиками и

амплитуды обеих волн в плоскости P_2 постоянны, последнее выражение можно записать в виде

$$\tau(x) = \tau_f + \tau_c \cos 2\pi\nu x, \quad (4.3)$$

где τ_c – постоянная величина. Пространственная частота $\nu = \frac{x}{\lambda(x^2 + z^2)^{1/2}}$

зарегистрированной интерференционной картины монотонно возрастает при удалении от оси системы, а вся интерференционная картина в плоскости P_2 представляет собой известную зонную картину Френеля.

Пусть зарегистрированная интерференционная картина представляет собой синусоидальную дифракционную решетку с изменяющимися по координатам пространственными частотами. Осветим пластинку плоской волной, нормальной к поверхности пластиинки. Часть света пройдет через пластинку без отклонений (нулевой порядок дифракции), остальная часть света дифрагирует. Пользуясь формулой дифракционной решетки $\nu = \frac{(\sin i + \sin j)}{\lambda}$, где

i – угол падения освещдающего пучка на решетку, j – угол дифракции, не-трудно убедиться, что при удалении от оси системы угол дифракции изменяется так, что свет фокусируется решеткой в точку, находящуюся на расстоянии z от пластиинки, равном расстоянию от точечного источника до пластиинки при регистрации интерференционной картины.

Таким образом, зарегистрированная интерференционная картина (зонная пластиинка, голограмма) образует действительное изображение точечного источника, как если бы это была линза. Кроме действительного изображения источника, такая голограмма, в отличие от линзы, сформирует и мнимое изображение источника. При дифракции на решетке свет отклоняется не только в направлении оси системы, но и в противоположную сторону на точно такой же угол, образуя теперь уже расходящуюся волну с радиусом кривизны, совпадающим с радиусом кривизны волн от точечного объекта, использовавшегося при регистрации голограммы.

В результате имеем три волны: проходящую без отклонения, сходящуюся и формирующую действительное изображение предмета и расходящуюся, формирующую мнимое изображение. Наблюдение расходящейся волны эквивалентно наблюдению самого объекта. При таком способе регистрации, который фактически и был предложен Д. Габором, в плоскости за голограммой все три волны налагаются друг на друга, создавая фон и препятствуя получению высокого контраста изображения. Для разделения волн необходимо оптическая фильтрация. Однако необходимость в фильтрации отпадает, если модифицировать схему записи. Американские исследователи Е. Лейт и Ю. Упатниекс, впервые применившие лазер в качестве источника когерентного монохроматического света для голографической регистрации, предложили идею использования наклонного или внеосевого опорного пучка

(рис. 4.2). Последнее позволило естественным путем разделить в пространстве все три упомянутые волны.

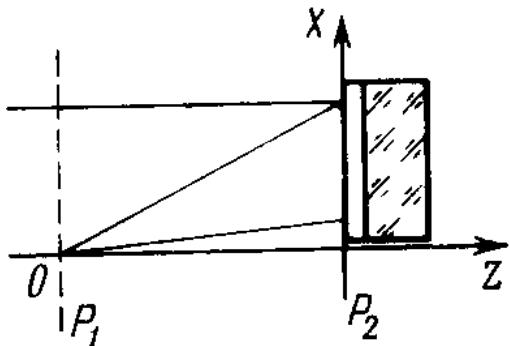


Рис. 4.2. Схема регистрации голограммы с внеосевым опорным пучком.

Схемы голографической записи и восстановления изображения могут быть различными, однако общую схему можно представить следующим образом. Излучение от источника когерентного света делится светоделительной системой на два потока, один из которых попадает в систему формирования опорного пучка, а другой в систему пучка, освещдающего объект. Получение голограммы заключается в регистрации интерференционной картины светочувствительным приемником. При освещении зарегистрированной картины опорным пучком формируется восстановленное изображение. При этом регистрировать можно как мнимое, так и действительное изображение.

Существующие способы формирования голограмм различаются по взаимному расположению объекта, регистрирующей среды и опорного источника. На рисунке 4.3 изображено сечение плоскостью поверхностей пучностей стоячих волн, образованных двумя точечными источниками: объектным O_1 и опорным O_2 . На рисунке 4.3 а опорный источник расположен на конечном расстоянии от объекта (поверхности представляют собой гиперболоиды сечения). На рисунке 4.3 б опорный источник удален в бесконечность (поверхности представляют собой параболоиды вращения). Помещение регистрирующего экрана или объемной среды в плоскости, перпендикулярной плоскости чертежа, в положение 1 дает так называемую голограмму Габора; в положение 2 – голограмму Френеля (схема Лейта и Упатниекса); 3 – голограмму во встречных пучках (метод Денисюка); 4 – плоскую голограмму с обращенным опорным пучком; 5 – безлинзовую голограмму Фурье; 6 – голограмму Фраунгофера. Из перечисленных схем наиболее широко применяются схемы голографии Френеля и фурье-голографии.

В зависимости от природы регистрирующей среды записанная на ней информация может воздействовать на амплитуду, фазу или поляризацию восстанавливающей волны или на любые комбинации этих параметров. Модуляция поглощения или пропускания и изменение коэффициента отражения среды приводят к модуляции амплитуды проходящей или отраженной волн. Модуляция показателя преломления и (или) толщины материала производит фазовые изменения проходящей или отраженной волн. Изменение носителем поляризации считающего излучения позволяет выделить поляризацион-

ный тип носителей. Кроме названных трех типов возможны любые комбинации из них.

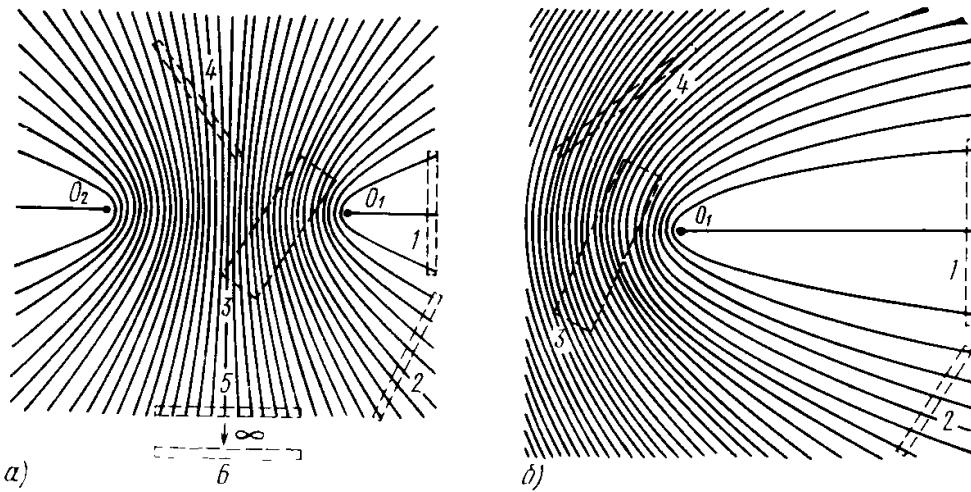


Рис. 4.3. К вопросу о классификации голограмм: а – опорный источник находится на конечном расстоянии от объекта, б – опорный источник удален в бесконечность.

Для оценки носителей применяются следующие характеристики: энергетическая чувствительность, спектральная чувствительность, передаточная функция и контрастность материала, модуляционная передаточная функция, разрешающая способность, отношение сигнал/шум, информационная емкость, эффективность считывания. Кроме того применяются специфические голографические характеристики: дифракционная эффективность, зависимость ДЭ от пространственной частоты, зависимость ДЭ от соотношения интенсивностей опорной и сигнальной волн, спектральная и угловая избирательность. Для реверсивных материалов к перечисленным добавляются временные характеристики.

В системах когерентной оптической обработки и голографии соответствие между входным воздействием и откликом материала характеризуют зависимостью комплексного амплитудного пропускания от экспозиции. Если при считывании материал не производит фазовой модуляции световой волны, то его амплитудное пропускание находится как корень квадратный из значения пропускания по интенсивности.

При наличии амплитудной и фазовой модуляции комплексное амплитудное пропускание определяется как

$$\tau(x) = \sqrt{\tau_1(x)} \exp[i\varphi(x)], \quad (4.4)$$

где $\tau_1(x)$ – пропускание по интенсивности, $\varphi(x)$ – распределение сдвигов фаз.

Для оценки способности светоинформационных систем передавать информацию об объекте важное значение имеет широко используемое понятие – пространственная частота. Рассмотрим случай одномерного пропускания

объекта: $\tau(\zeta) = \tau_0 + \tau \cos k\zeta$, где τ_0 – среднее амплитудное пропускание, τ – амплитуда изменения пропускания, ζ – координата в плоскости объекта. При заданных значениях τ_0 и τ изменение свойств объекта можно однозначно задать, определив период изменения функции $\tau(\zeta)$: $T=d=1/v$, $k=2\pi/T$, где T – период функции, равный расстоянию d между ближайшими точками объекта в направлении ζ , в которых амплитудное пропускание одинаково; v – величина, обратная пространственному периоду d и называемая пространственной частотой объекта.

Объект, описываемый выражением $\tau(\zeta)$, представляет собой одномерную дифракционную решетку. Как известно, при освещении одномерной синусоидальной дифракционной решетки плоской волной, нормальной к ее поверхности, будем иметь три плоские волны: нулевой порядок дифракции – волну света, прошедшую решетку без дифракции, и две сопряженные плоские волны, дифрагирующие под углами $\pm\theta$. Угол дифракции находится по формуле дифракционной решетки: $\sin\theta=\lambda v$.

Таким образом, для передачи информации о свойствах одномерного синусоидального объекта достаточно указать его частоту. Для несинусоидальных одномерных периодических объектов задать основную частоту или период повторения свойств уже недостаточно. Такие объекты можно, однако, характеризовать набором характерных пространственных частот или спектром пространственных частот. Любой объект можно рассматривать как наложение произвольно ориентированных одномерных решеток.

4.2. Динамическая голограмма. Реверсивные голографические среды

Голографическими методами, о которых говорилось в прошлой главе, исследуются параллельно ориентированные фазовые модуляторы света, предназначенные для использования в качестве реверсивных голографических сред. Существует целый ряд научно-технических проблем, для решения которых требуются такие среды. К ним можно отнести задачи, требующие фазовой модуляции оптического излучения, например: коррекцию aberrаций волнового фронта в задачах адаптивной оптики, нелинейные оптические логические процессоры. Для решения этих задач используются фазовые ОА ЖК ПМС. В принципе, может осуществляться и непрямая запись голограмм на электрически управляемых структурах специальной конструкции: во избежание дифракции пикселированные электроды в них покрываются сплошным диэлектрическим зеркалом. *Голограмма называется динамической, если запись и считывание голограмм осуществляется одновременно.*

Говоря о голографических методах исследования фазовых ОА ЖК ПМС, мы уже приводили оптическую схему записи одномерной голографической решетки (рис.3.20). Самым главным параметром любой голографической среды является ее высокая дифракционная эффективность. Записываемая в слое ФП модулятора голограмма может считаться тонкой, поскольку толщина этого слоя обычно не превышает 1 мкм, даже если считать, что область объемного заряда распространяется на всю глубину слоя. (Голограмма

считается объемной, если на толщине записывающего слоя укладывается несколько десятков, а то и сотен, длин волн.) Дифракционная эффективность тонкой синусоидальной решетки составляет чуть больше 30%, а решетки с прямоугольным профилем штриха – 40%. С другой стороны, давно известны концентрирующие фазовые решетки с несимметричным (пилообразным) профилем штриха, которые позволяют почти 100% направлять в один из первых порядков (в реальных схемах используется, как правило, только один порядок).

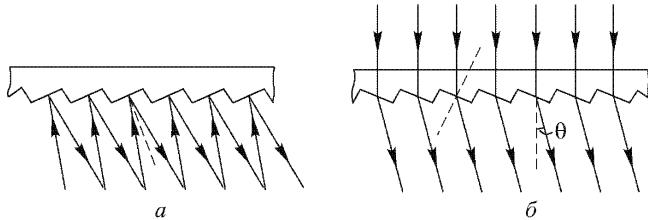


Рис. 4.4. Фазовые решетки со специальным профилем для концентрации энергии: а – отражательная решетка, б – пропускающая.

Сформировать такую решетку в слое ЖК вполне возможно путем использования внутренней анизотропии ЖК и варьирования начального угла наклона жидкого кристалла.

Для получения эффекта самоасимметризации профиля, который позволил бы повысить дифракционную эффективность, необходимо учесть фактор воздействия поля, обусловленный наведенной поляризацией. Нематики без воздействия внешнего поля нейтральны, но при его появлении, помимо поворота, у каждой молекулы появляется дополнительный дипольный момент, который создает вторичное поле.

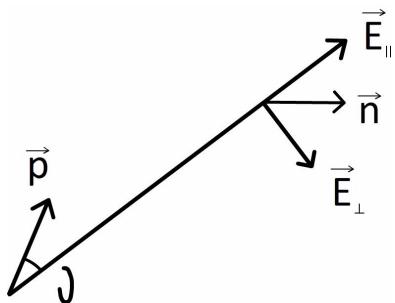


Рис. 4.5. Наведенный дипольный момент у молекул НЖК.

Поле, созданное каждой молекулой можно оценить как:

$$E_{\perp} \sim \frac{2|P|}{r^3} \cos \theta ; E_{\parallel} \sim \frac{|P|}{r^3} \sin \theta . \quad (4.5)$$

Здесь E_{\perp} и E_{\parallel} – перпендикулярная и параллельная компоненты вектора напряженности, P – дипольный момент источника вторичного поля.

Вторичное поле и является источником асимметрии, которая увеличивается при увеличении частоты периодической структуры внешнего поля.

Для структур просветного типа за счет асимметризации профиля штриха решетки, формируемой в жидким кристалле, удается получить ДЭ порядка 70-78%. К сожалению, пока не удается реализовать несимметричную схему в структуре с зеркалом.

4.3. Применение модуляторов света в системах оптической обработки информации

Некоторых применения ЖК ПМС вытекают непосредственно из их функциональных свойств: это перестраиваемые оптические фильтры, переключатели, аттенюаторы, преобразователи излучения по когерентности и по спектру. Аттенюаторы и переключатели представляют собой элементарные электроуправляемые ячейки, заключенные между поляризаторами. Преобразование по спектру и когерентности осуществляется в ОА ЖК ПМС при считывании лазерным излучением с длиной волны, отличной от длины волны записи. Поэтому остановимся на устройствах собственно обработки информации.

Под обработкой информации мы понимаем обработку изображений, сигналов и вычисления (выполнение операций линейной алгебры, цифровые вычисления), реализуемые в соответствующих оптических и оптико-электронных системах.

Преимуществами оптических методов обработки информации являются:

- Большая информационная емкость. Оптическое изображение является функцией двух или трех независимых координат, в то время как электрический сигнал имеет лишь одну независимую координату – время.
- Возможность многоканальной обработки. Одну из координат можно принять в качестве параметра.
- Возможность реализовать операции умножения, интегрирования, преобразования Фурье, Френеля, вычислить функцию свертки.

Мы рассмотрим только когерентно-оптические методы и схемы обработки. Во-первых, они менее громоздки и более понятны, а во-вторых, чаще применяются на практике, поскольку единственным преимуществом некогерентных методов являются существенно более низкие требования к ПМС.

В основе оптических методов обработки изображений лежит метод пространственной фильтрации. Он основан на явлении дифракции света и свойстве сферической линзы осуществлять преобразование Фурье над когерентными оптическими сигналами. Операции пространственной фильтрации изображений реализуются в различных оптических системах, однако наибольшее применение нашла двухлинзовая система (рис. 4.6).

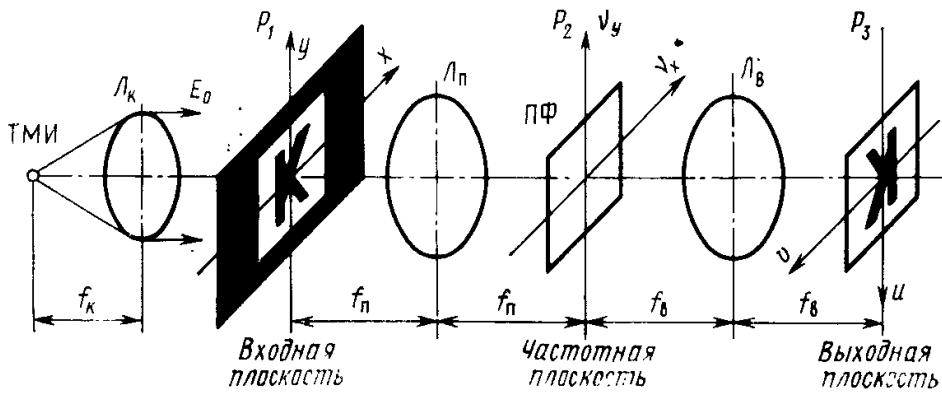


Рис. 4.6. Схема пространственной фильтрации изображений.

Процесс формирования изображения в такой схеме математически описывается с помощью двух последовательных преобразований Фурье, а физически является процессом двойной дифракции на апертурах линз L_n и L_b . В результате первой дифракции на апертуре линзы L_n в ее задней фокальной плоскости формируется фурье-образ двумерного когерентного оптического сигнала, сформированного в результате прохождения плоской монохроматической волны через модулятор. При повторной дифракции на апертуре второй линзы L_b фурье-образ входного изображения преобразуется в перевернутое изображение, фокусируемое в задней фокальной плоскости линзы L_b . Таким образом, в двухлинзовой системе формирования изображения физически существует плоскость, в которой отображается фурье-образ или пространственно-частотный спектр входного изображения в виде некоторой световой картины. ***Наличие физически реализуемой частотной плоскости, в которой формируется пространственно-частотный спектр, открывает широкие возможности синтеза разнообразных схем пространственной фильтрации изображений, которые способны выполнять над изображениями широкий класс операций, аналогичных тем, которые электронные фильтры выполняют над электрическими сигналами.*** Спектр формируется с помощью L_n . Пространственная модуляция спектра выполняется с помощью пространственного фильтра (маски), помещенного в частотной плоскости. Линза L_b преобразует промодулированный спектр в изображение.

Операция двумерного фурье-преобразования, выполняемая простой сферической линзой над двумерным когерентным оптическим сигналом, является основной и элементарной в когерентной оптике. Известно, что любую вещественную периодическую функцию $f(x)$ можно разложить по гармоникам в ряд Фурье, а в более общем случае, не ограничиваясь вещественностью функции и переходя вместо суммы к интегралам по всем частотам, можно записать в виде

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(v) \exp(i2\pi vx) dv, \quad (4.6)$$

где $F(v)$ называют спектральной плотностью функции

$$F(v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \exp(-i2\pi vx) dx. \quad (4.7)$$

Выражения (4.6) и (4.7) называют прямым и обратным преобразованиями Фурье. Из этих выражений видно, что математические операции прямого и обратного преобразований Фурье отличаются только знаком экспоненты в подынтегральном выражении.

Для существования интеграла на функцию $f(x)$ накладываются следующие ограничения:

1. функция $f(x)$ должна быть абсолютно интегрируема на бесконечной плоскости xy ;
2. функция $f(x)$ должна иметь конечное число разрывов, максимумов и минимумов в пределах любого прямоугольника конечных размеров;
3. функция $f(x)$ не должна иметь разрывов второго рода.

Сказанное можно распространить на двумерный случай, когда функция f является функцией не одной, а двух независимых переменных.

В общем случае модуляционная характеристика пространственного фильтра (ПФ) может быть комплексной:

$$H(f_x, f_y) = |T(f_x, f_y)| \exp i\varphi(f_x, f_y) \quad (4.8)$$

ПФ с комплексной модуляционной характеристикой можно изготовить либо наложением амплитудного фильтра на фазовый, либо с помощью голографического метода регистрации в соответствующей среде.

Пространственные фильтры относятся к классу пассивных, поэтому модуль модуляционной характеристики изменяется от нуля до единицы. Каких-либо ограничений на фазочастотную характеристику ПФ не накладывается, поскольку, в отличие от электронного фильтра, здесь нет жесткой связи между амплитудно-частотными и фазочастотными характеристиками ПФ. Это позволяет синтезировать ПФ с произвольными и независимыми друг от друга амплитудными и фазовыми характеристиками.

В зависимости от вида модуляционной характеристики различают амплитудные, фазовые и комплексные ПФ.

Амплитудные ПФ имеют действительную модуляционную характеристику вида $T(f_x, f_y) = |T(f_x, f_y)|$. В зависимости от характера изменения функции пропускания они в свою очередь делятся на бинарные и полутональные. В бинарных фильтрах функция пропускания принимает только два значения 0 и 1 (рис. 4.7). Полутоновые амплитудные ПФ имеют функцию пропускания, изменяющуюся по произвольному закону в пределах от нуля до единицы.

Фазовые ПФ имеют действительную модуляционную характеристику вида $T(f_x, f_y) = \exp i\varphi(f_x, f_y)$. Они также могут быть бинарными, когда фаза на выходе принимает только два значения, например, 0 или π , или с непре-

рывным произвольным законом изменения фазы. Такие фильтры представляют собой маски переменной толщины.

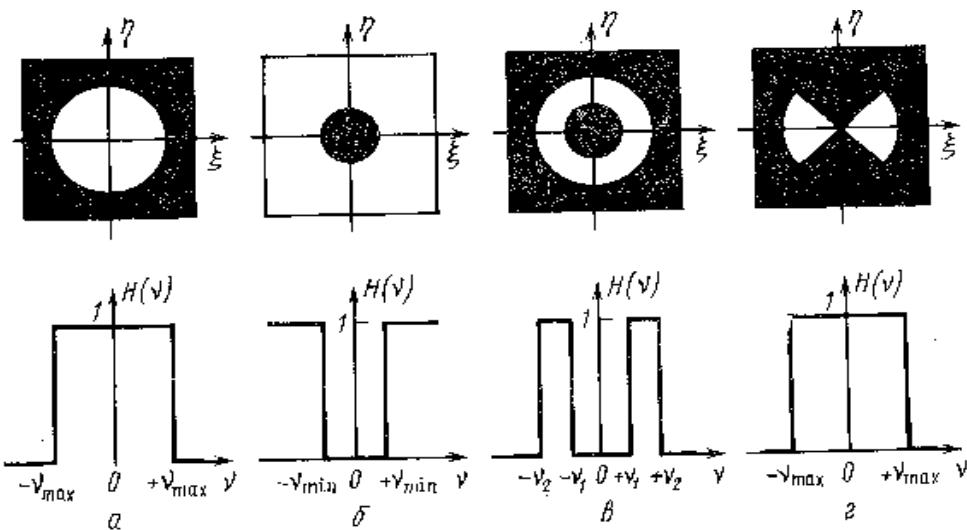


Рис. 4.7. Примеры амплитудных бинарных пространственных фильтров и их модуляционных характеристик: а – ПФ низких частот; б – ПФ высоких частот; в – полосовой ПФ; г – селективный ПФ.

Комплексные ПФ с модуляционной характеристикой можно изготовить двумя способами:

1. Наложением амплитудного фильтра, на котором записан модуль функции, на фазовый, на котором записан ее аргумент;
2. С помощью голограммического метода регистрации требуемого амплитудно-фазового распределения поля.

Первый, оптический способ очевиден. Его использование ограничено возможностями изготовления фазовых масок. Голограммический метод изготовления комплексных фильтров, предложенный Вандер Люгтом, универсален и в настоящее время получил широкое применение.

Для формирования синтеза частотной маски для фильтра Вандер Люгта обычно используются интерференционные системы (рис 4.8). Изготовленные таким образом фильтры позволяют регулировать как амплитуду, так и фазу передаточной функции, хотя целиком состоят из поглощающих элементов.

Линза L_1 коллимирует свет от точечного источника S . Часть этого света падает на маску P_1 , амплитудный коэффициент пропускания которой соответствует распределению амплитуды объектного пучка, давая в фокальной плоскости линзы, куда помещена фотопленка, распределение амплитуды, пропорциональное передаточной функции фильтра. Другая часть коллинированного пучка света проходит над маской P_1 без изменения амплитудного распределения, отклоняется призмой Π и попадает на фотопленку под углом θ . Наклонная плоская волна, выходящая из призмы, является опорной волной. Так как объектный и опорный световые пучки когерентны, суммарная интенсивность в каждой точке фотопленки определяется их интерференцией.

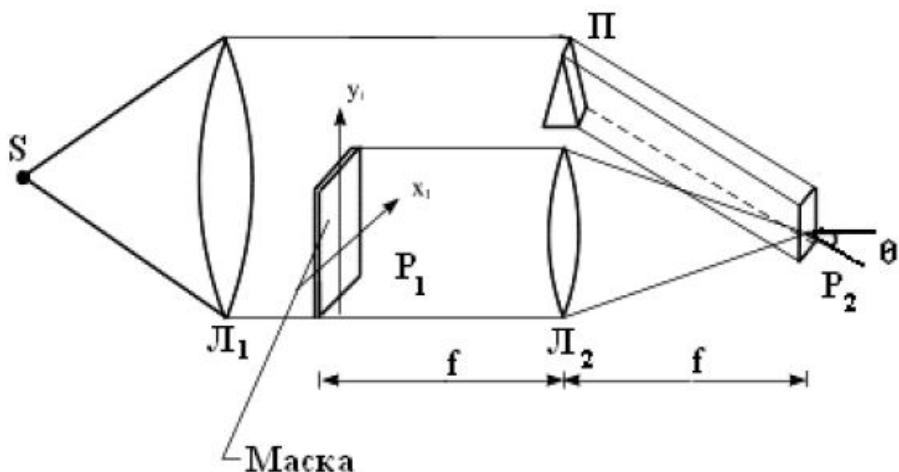


Рис. 4.8. Интерференционная система для формирования частотной маски для фильтра Вандер Люгта.

Изготовленные интерференционным способом маски помещаются в оптическую схему, изображенную на рисунке 4.9.

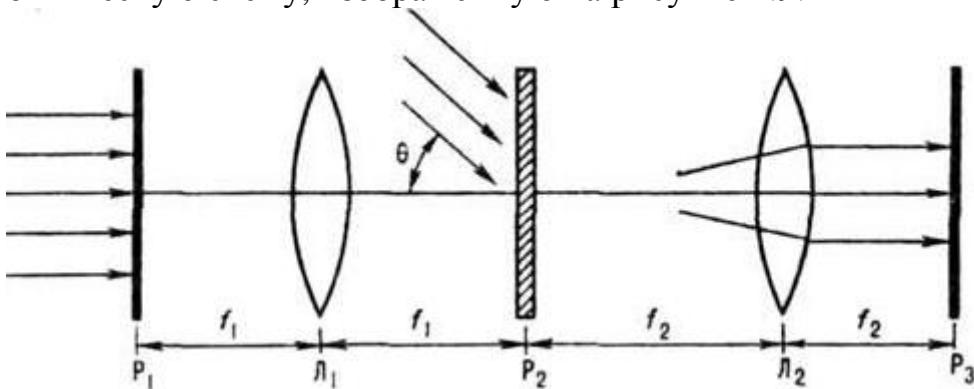


Рис. 4.9. Схема голограммического коррелятора Вандер Люгта – одна из наиболее часто употребляемых схем.

Одной из первых задач, решаемых с помощью коррелятора Вандер Люгта, является распознавание образов, которая сводится к вычислению функции взаимной корреляции двух изображений. Для решения задач этого типа предъявленное изображение сравнивается с эталонным, причём сравнение производится на основе вычисления функции взаимной корреляции:

$$K(\xi, \eta) = \iint_A f(x, y) S(x - \xi, y - \eta) dx dy, \quad (4.9)$$

где $f(x, y)$ – распределение освещённости (или яркости) в предъявленном изображении; $S(x, y)$ – распределение освещённости, характеризующее эталонное изображение; η, ξ – координаты взаимного сдвига; A – область существования функций f и S . Величина максимума определяет степень сходства между $f(x, y)$ и $S(x, y)$, а положение максимума указывает положение той области на $f(x, y)$, которая наиболее близка по структуре к $S(x, y)$. Фиксируется такое

значение максимума, начиная с которого система выдаёт сигнал: "изображение $S'(x, y)$ содержится в $f(x, y)$ ".

Пусть в плоскости P_1 помещён транспарант с распределением оптической плотности, пропорциональной $S(x, y)$ (рис. 4.10). Тогда при освещении транспаранта плоской волной когерентного света в фокальной плоскости линзы L_1 (плоскости P_2) сформируется распределение амплитуды и фазы светового поля, пропорциональное спектру пространственных частот функции $S(x, y)$, т. е. будет выполнено *Фурье преобразование* функции $S(x, y)$.

Пусть теперь на плоскость P_2 падает под углом θ плоская опорная волна, когерентная с волной, освещающей транспарант в плоскости P_1 . Тогда в плоскости P_2 образуется стационарная интерференционная картина. Если её зарегистрировать, то мы получим голограмму Фурье объекта $S(x, y)$. Эта голограмма представляет собой согласованный фильтр пространственных частот для сигнала $S(x, y)$. Действительно, если поместить голограмму (после проявления) в плоскости P_2 , убрать опорную волну, поместить в P_1 транспарант, отображающий функцию $f(x, y)$, и осветить его когерентным светом, то в плоскости P_3 (после обратного преобразования Фурье, выполняемого линзой L_2) образуется несколько изображений, одно из которых имеет освещенность, пропорциональную функции взаимной корреляции $f(x, y)$ и $S(x, y)$. Если $f(x, y) = S(x, y)$ или функция $S(x, y)$ является обратным фурье-образом функции $f(x, y)$, то функция взаимной корреляции обращается в функцию автокорреляции, а соответствующее изображение – в яркое пятно на тёмном фоне.

На рисунке 4.10 представлено распознавающее устройство, выполненное на основе голографического коррелятора Вандер Лютга. Существенными недостатками такой схемы являются, во-первых, необходимость изготовления фильтров-эталонов заранее, и, во-вторых, существует проблема, связанная с точностью механической установки их на оптическую ось коррелятора.

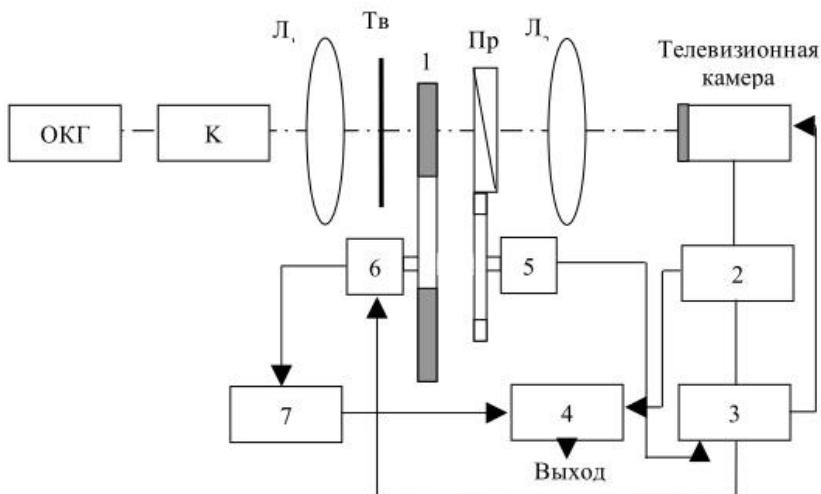


Рис. 4.10. Распознавающее устройство на основе голографического коррелятора Вандер-Лютга. 1 – голографический фильтр, 2 – блок анализа видеосигнала, 3 – синхронизатор, 4 – регистр кодов, 5 – электродвигатель, 6 – шаговый двигатель, 7 – датчик номера фильтра.

Эти трудности могут быть преодолены, если маску формировать как динамическую голограмму в реверсивной среде. ОА ЖКПМС идеально подходят для использования в качестве реверсивных голографических сред. Голограмма называется динамической, если процессы записи и считывания происходят одновременно. Оптическая схема динамического голографического коррелятора показана на рисунке 4.11.

На ЖК модулятор падают одновременно три световые пучка, два из которых когерентны и представляют фурье-образы волн эталонного изображения S и анализируемого изображения F . Эти пучки распространяются под углом φ друг относительно друга и используются для динамической записи модулированного голографического фильтра. Третий пучок, представляющий собой считающую волну, распространяется под углом ψ к волне F .

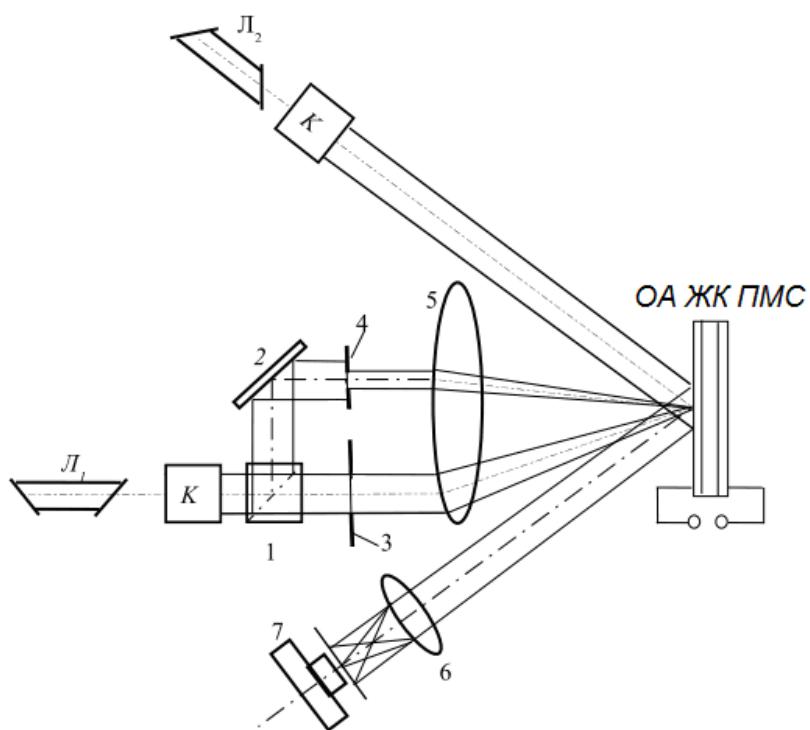


Рис. 4.11. Оптическая схема динамического голографического коррелятора. L_1, L_2 – лазеры, K – коллиматоры, 1 – светоделитель, 2 – зеркало, 3, 4 – диафрагмы (на их месте могут стоять эталонный и анализируемый транспаранты соответственно $s(x, y), f(x, y)$, 5, 6 – объективы, 7 – телевизионная камера,

Динамический коррелятор обладает следующими достоинствами: корреляционная функция формируется сразу по двум координатам; нет необходимости в двухступенчатом голографическом процессе; полностью отсутствуют требования к точности установки регистрирующей среды в направлении, перпендикулярном оптической оси устройства; не требуются прецизионные поворачивающие оптико-механические системы для распознавания объектов различной угловой ориентации.

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

Лабораторная работа №1

Определение фазовой задержки света и порогового напряжения при продольной деформации слоя жидкого кристалла в электрическом поле
Цели работы

- изучение электрооптического S-эффекта в жидких кристаллах;
- определение порога электрооптического S-эффекта;
- определение фазовой задержки света.

Описание лабораторной работы

В работе исследуются ЖК ячейки с параллельной ориентацией, заполненные НЖК с $\Delta\epsilon > 0$, в которых под действием электрического поля наблюдается S-деформация (рис.3.5 а, 3.6 а, 3.7). На рис. 5.1 приведена схема установки для измерения электрооптических характеристик ЖК ячеек.

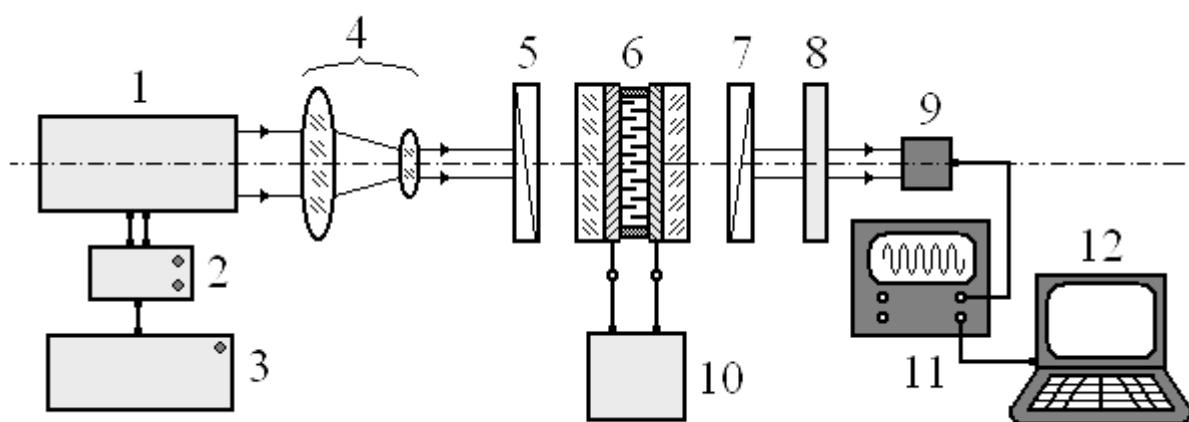


Рис. 5.1. Схема измерения электрооптических характеристик ЖК ячеек. 1 – полупроводниковый лазерный модуль, 2 – блок питания лазера, 3 – сетевой адаптер, 4 – коллиматор, 5 – поляризатор, 6 – ЖК ячейка, 7 – анализатор, 8 – система фильтров, 9 – фотодиод, 10 – генератор импульсов, 11 – осциллограф, 12 – компьютер.

Изменение интенсивности регистрируемого излучения связано со значением фазовой задержки формулой 3.14. Максимальное пропускание света наблюдается при угле $\phi_0=45^\circ$. Поэтому ЖК ячейку (6) устанавливают между поляризатором (5) и анализатором (7) таким образом, чтобы длинная ось ЖК молекул лежала в плоскости ее вращения и составляла угол 45° с плоскостью поляризации падающего света. Излучение, прошедшее через анализатор (7), регистрируется с помощью фотодиода (9), сигнал от которого поступает на осциллограф (11) на рис.5.1. Возникающая в слое ЖК фазовая модуляция в скрещенных поляризаторах преобразуется в амплитудную, которую регист-

рируют по изменению интенсивности света I , проходящего через ячейку и отвечающего определенному значению фазовой задержки $\Delta\Phi$.

Экспериментальные данные для определения фазовой задержки и порогового напряжения получают путем измерения интенсивности пропускания излучения ЖК ячейкой в зависимости от переменного напряжения U , подаваемого с частотой 1 кГц. Измерения проводятся при комнатной температуре и постоянной интенсивности падающего излучения. Изменение пропускания I от напряжения представляет собой осциллирующую кривую, как показано на рис. 3.9, количество максимумов на которой зависит от толщины слоя ЖК.

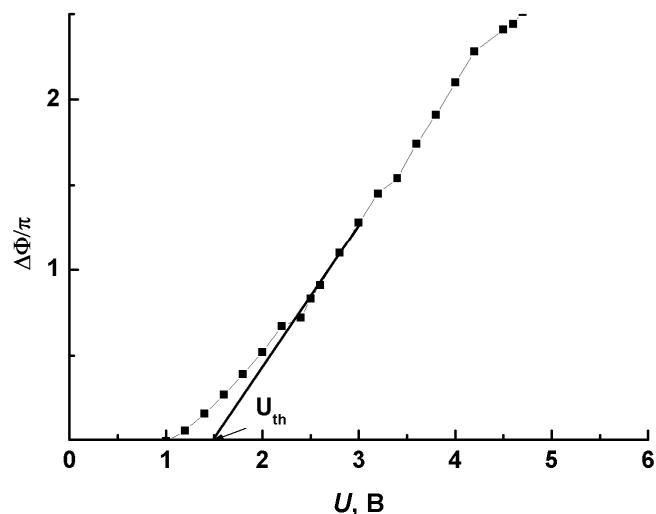


Рис. 5.2. Зависимости фазовой задержки $\Delta\Phi$ от напряжения U (a); определение порога электрооптического эффекта U_{th} (b)

Экспериментальные данные изменения пропускания используются для расчета фазовой задержки $\Delta\Phi$ и построения зависимости ее от напряжения (рис. 3.10). Пороговое напряжение S-эффекта U_{th} определяется линейной экстраполяцией зависимости $\Delta\Phi(U)$ в области низких напряжений, как показано на рис. 5.2.

Порядок выполнения работы

1. Включить электропитание лазерного модуля и фотоприемника.
2. Включить осциллограф. Проконтролировать положение поляризаторов в скрещенном состоянии – сигнал должен отсутствовать.
3. Установить ЖК ячейку в держатель таким образом, чтобы ее плоскость была перпендикулярна направлению, падающего излучения. Далее, вращая ячейку, получить максимум пропускания, контролируя сигнал, поступающий на осциллограф. Это положение ЖК ячейки будет соответствовать углу равному 45° , между директором ЖК и плоскостью

- поляризации излучения. Для уменьшения сигнала можно использовать нейтральные светофильтры.
4. Включить генератор импульсов. Подключить ЖК устройство к генератору. Плавно увеличивая напряжение, фиксировать изменение пропускания по осциллографу. Провести измерение пропускания в интервале напряжений от 1 до 20 В с шагом 1 В и составить таблицу значений интенсивности прошедшего через ЖК ячейку света в соответствии с данным напряжением.
 5. Отсоединить ЖК ячейку и извлечь ее из оправки.
 6. По окончании измерений выключить приборы и обесточить стенд.

Варианты задания

1-вариант: «Исследование влияния длины волны излучения на фазовую модуляцию света в слое нематического жидкого кристалла». Измерить пропускания ЖК ячейки в зависимости от напряжения для двух длин волн 0,65 мкм и 1,55 мкм. Полученные данные измерений представить в виде графиков и таблицы. Сравнить данные эксперимента и расчета.

2-вариант: «Исследование влияния толщины слоя ЖК на фазовую модуляцию света для видимого света». Измерить пропускания 2-х ЖК ячеек с разной толщиной слоя ЖК в зависимости от напряжения на длине волны 0,65 мкм. Полученные данные измерений представить в виде графиков и таблицы. Сравнить данные эксперимента и расчета.

3-вариант: «Исследование влияния оптической анизотропии ЖК на величину фазовой задержки в слое ЖК». Измерить пропускания 2-х ЖК ячеек, заполненных жидкими кристаллами с разными значениями оптической анизотропии с одинаковой толщиной слоя, в зависимости от напряжения на длине волны 0,65 мкм. Полученные данные измерений представить в виде графиков и таблицы. Сравнить данные эксперимента и расчета.

Обработка результатов эксперимента

1. Построить график зависимости пропускания ЖК ячейки от напряжения $I(U)$. Полученные экспериментальные значения нормируются по максимальному значению интенсивности и выражаются в относительных единицах.
2. Рассчитать значения фазовой задержки и построить график зависимости фазовой задержки от напряжения $\Delta\Phi (U)$.
3. Рассчитать теоретическое значение фазовой задержки, используя формулу

$$\Delta\Phi_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_0) d \quad (5.1)$$

в соответствии с условиями задания (значения оптической анизотропии для ЖК приведены в таблице в приложении 1).

4. Экстраполяцией линейного участка графика зависимости $\Delta\Phi$ (U) при напряжениях до 3 В определить графически значение порогового напряжения U_{th} .
5. Составить таблицу:

№ об-разца	НЖК	d , мкм	λ , мкм	U_{th} , В	Эксперимен-тальное значение $\Delta\Phi/\pi$	Расчетное значение $\Delta\Phi/\pi$

Содержание отчета по лабораторной работе

1. Формулировка задания.
2. Описание эксперимента.
3. Графики, отображающие результаты измерений.
4. Таблица с полученными экспериментальными данными.
5. Выводы.

Лабораторная работа №2

Определение начального угла наклона директора жидкого кристалла методом фазовой задержки

Цели работы

- изучение электрооптического S-эффекта в жидкких кристаллах;
- определение начального угла наклона директора ЖК.

Описание лабораторной работы

Оптические и динамические характеристики различных жидкокристаллических устройств зависят от величины начального угла наклона *директора* θ_p , т.е. угла между направлением ориентации длинной оси молекул и поверхностью, ограничивающей слой жидкого кристалла, в отсутствии внешнего воздействия. Угол θ_p зависит как от свойств жидкого кристалла, так и от структуры и физико-химических свойств ориентирующей поверхности твердого тела. Экспериментальный опыт разработки оптических ЖК модуляторов света показывает, что незначительные изменения угла θ_p могут существенным образом влиять на фазовую модуляцию света и динамику переориентации молекул ЖК под действием электрического поля.

При высоких напряжениях величина фазовой задержки становится линейной функцией обратного напряжения, поэтому максимальную величину фазовой задержки $\Delta\Phi_{max}$ можно определить линейной экстраполяцией зависимости $\Delta\Phi$ ($1/U$) при $1/U = 0$, как показано на рис. 5.3. При $1/U \rightarrow 0$ все ЖК молекулы, за исключением граничных слоев, будут перпендикулярны подложкам, а изменение фазовой задержки, вызванное приложенным напряжением, достигает своего максимума.

Для расчета теоретической зависимости фазовой задержки используются известные формулы разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, прошедшими через слой ЖК (3.9). Максимальное значение фазовой задержки света в слое ЖК $\Delta\Phi_{\max}$ рассчитывается по формуле (5.1).

Коэффициент преломления необыкновенного луча зависит от угла наклона директора:

$$n_e(\theta_p) = \frac{n_0 n_e}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta_p + n_0^2 \cos^2 \theta_p}}. \quad (5.2)$$

Подставляя формулу (5.2) в формулу (5.1) для фазовой задержки получаем зависимость для разности фаз от угла θ_p :

$$\Delta\Phi(\theta_p) = \frac{2\pi d n_o}{\lambda} \left[\frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta_p + n_0^2 \cos^2 \theta_p}} - 1 \right]. \quad (5.3)$$

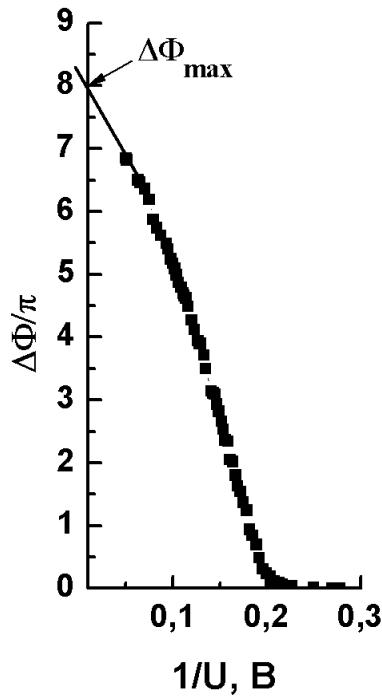


Рис. 5.3. Зависимость фазовой задержки $\Delta\Phi$ от $1/U$ ЖК ячейки.

Пример теоретической зависимости фазовой задержки от угла наклона θ_p , рассчитанной для толщины ЖК слоя $d = 14,5$ мкм и известных значений $n_o = 1,808$ и $n_e = 1,526$ в соответствии с формулой (5.3), показан на рис. 5.4. Таким образом, найдя экспериментальную максимальную фазовую задержку

$\Delta\Phi_{\max}$, можно определить величину угла наклона *директора* θ_p в ячейке с определенным зазором. Следует заметить, что при отклонении зазора ЖК ячейки на величину $\Delta d = \pm 0,5$ мкм ошибка определения угла $\Delta\theta$ может достигать 10° при углах $\theta_p \leq 15^\circ$. Поэтому при расчете этим методом необходимо предварительно точно определить толщину ЖК слоя. При углах наклона более 20° точность метода увеличивается, как видно из рис. 5.4.

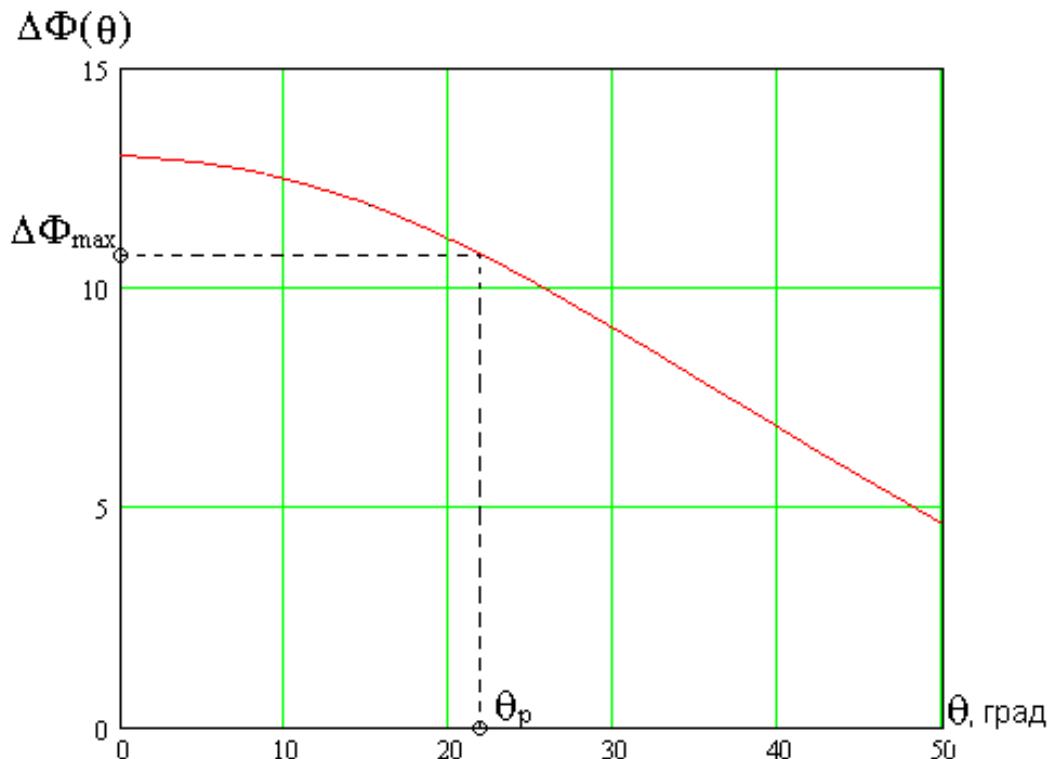


Рис. 5.4. Теоретическая зависимость фазовой задержки от угла наклона директора молекул ЖК для ячейки с определенной толщиной.

Экспериментальная установка и методика измерения величины фазовой задержки описаны в лабораторной работе № 1.

Порядок выполнения работы

Порядок включения установки и проведения измерений описан в работе №1.

Обработка результатов эксперимента

1. Составить таблицу значений интенсивности света, прошедшего через ЖК ячейку, в соответствии с подаваемым напряжением.
2. Рассчитать по экспериментальным данным значения фазовой задержки и построить график зависимости фазовой задержки от напряжения $\Delta\Phi(U)$.

3. Построить график обратной зависимости $\Delta\Phi$ ($1/U$). Экстраполяцией линейного участка при $1/U \rightarrow 0$ определить $\Delta\Phi_{\max}$.
4. По формуле (5.3) рассчитать теоретическую зависимость фазовой задержки от угла наклона, построить график и определить угол наклона директора, соответствующий экспериментальному значению $\Delta\Phi_{\max}$.
5. Составить таблицу:

№ образца	НЖК	d , мкм	λ , мкм	Экспериментальное значение $\Delta\Phi_{\max} / \pi$	θ_p , град.

Содержание отчета по лабораторной работе

1. Формулировка задания.
2. Описание эксперимента.
3. Графики, отображающие результаты измерений.
4. Таблица с полученными экспериментальными данными.
5. Выводы.

Лабораторная работа №3

Определение начального угла наклона директора жидкого кристалла методом вращения ЖК ячейки

Цель работы

- определение начального угла наклона директора ЖК, не подавая напряжение на ячейку.

Описание лабораторной работы

Для определения углов, близких к 0° и к 90° , удобно пользоваться ортоскопическим методом. Метод основан на вращении ЖК ячейки относительно падающего луча. Интенсивность монохроматического света, прошедшего через скрещенные (или параллельные) поляризаторы и ЖК ячейку между ними с главной плоскостью под углом 45° к плоскости поляризации, в зависимости от угла падения представляет собой развертку интерференционной коноскопической картины, симметричной относительно одного угла ψ . Определив этот угол и зная коэффициенты преломления ЖК, можно однозначно определить угол наклона директора ЖК. К сожалению, метод не работает при углах наклона, близких к 45° .

Метод вращения ЖК ячейки относительно направления падающего луча заключается в том, что напряжение не подается, а молекулы ЖК поворачиваются вместе с ячейкой. Снимается зависимость интенсивности монохроматического света, прошедшего через скрещенные поляризаторы и ЖК ячейку между ними с главной плоскостью под углом 45° к плоскости поляризации, в зависимости от угла падения. Эта зависимость представляет собой развертку интерференционной коноскопической картины, симметричной от-

носительно одного угла ψ . Определив этот угол и зная коэффициенты преломления ЖК, можно однозначно определить угол наклона директора ЖК.

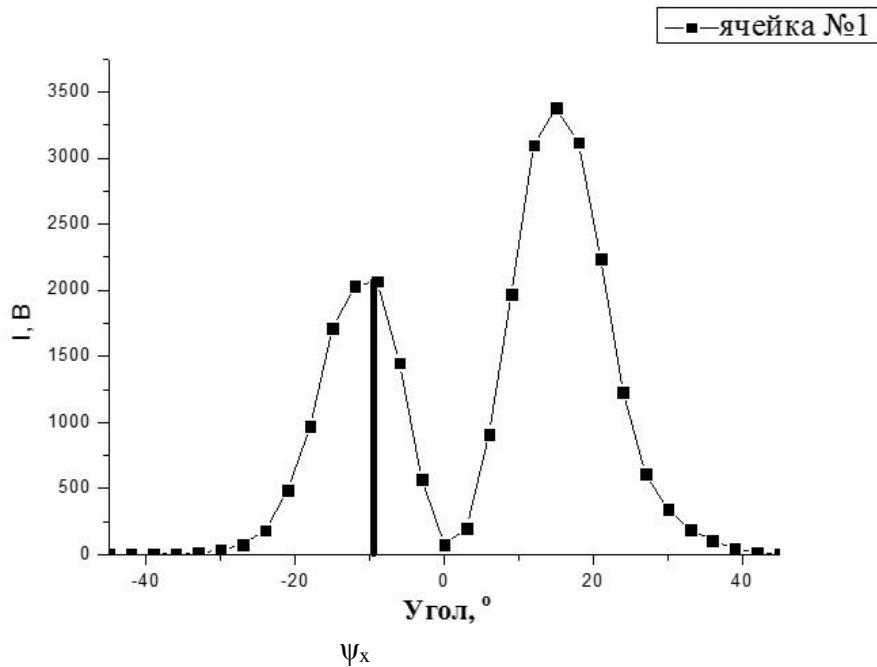


Рис.5.5. Пример экспериментальной зависимости пропускания ячейки от угла поворота.

Пример теоретической зависимости угла наклона директора ЖК α от угла наклона ячейки относительно лазерного луча ψ для ячейки толщиной 14 мкм, заполненной кристаллом ЖК1630 Б ($n_o = 1.49$ и $n_e = 1.62$), показан на рисунке 5.6. Искомый угол α соответствует точке пересечения построенной кривой с прямой $z(\alpha)$ (рис. 5.6).

$$z(\alpha) = ((n_0^2 - (\sin(\psi))^2)^{-\frac{1}{2}} - \frac{n_0 n_s (n(\alpha)^2 - (\sin(\psi))^2)^{-\frac{1}{2}}}{n(\alpha)^2}) \sin(\psi) - \left(\frac{n_s^2 - n_0^2}{n(\alpha)^2} \right) \sin(\alpha) \cos(\alpha) \quad (5.4)$$

Для выполнения работы используется оптический стенд, аналогичный описанному в лабораторной работе № 1.

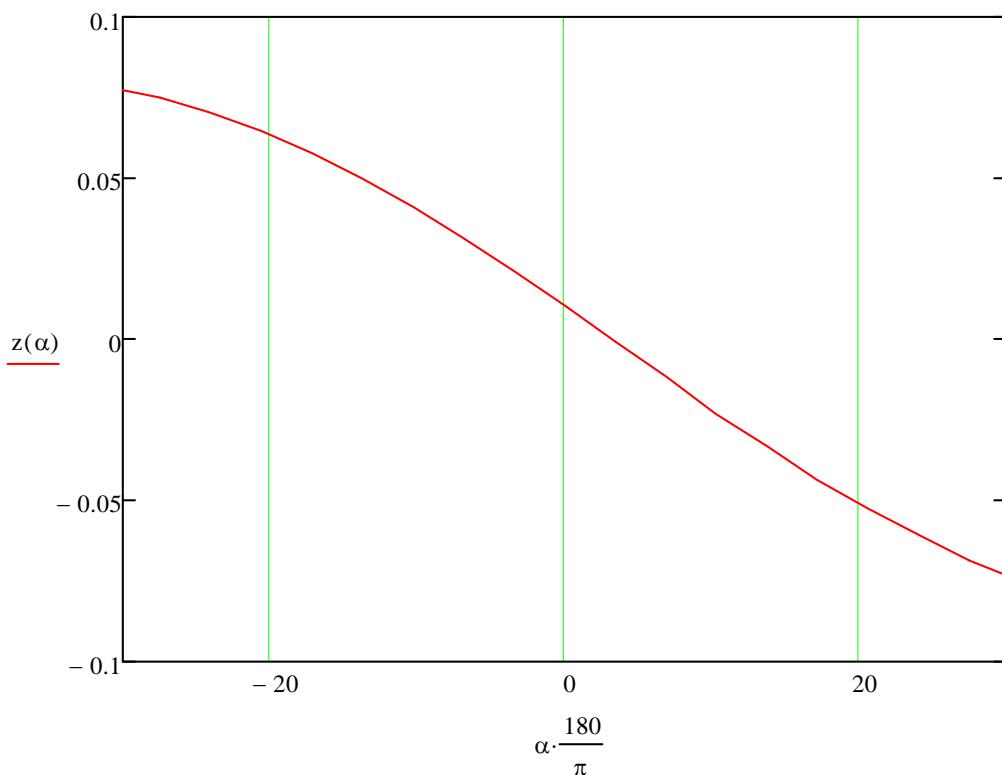


Рис. 5.6. Теоретическая зависимость угла наклона директора ЖК α от угла наклона ячейки относительно лазерного луча ψ .

Порядок выполнения работы

1. Включить электропитание лазерного модуля.
2. Включить фотоприемник.
3. Включить осциллограф. Проконтролировать положение поляризаторов в скрещенном состоянии (по отсутствию сигнала).
4. Установить ячейку так, чтобы ее главная плоскость поляризации составляла 45^0 с каждым из поляризаторов.
5. Снять зависимость интенсивности монохроматического света, прошедшего через скрещенные поляризаторы и ЖК ячейку между ними с главной плоскостью под углом 45^0 к плоскости поляризации, в зависимости от угла падения. Поворот ячейки осуществлялся таким образом, что угол падения лазерного луча менялся в диапазоне от -45^0 до $+45^0$ с шагом 3^0 . Луч регистрируется при помощи фотодиода и фиксируется на экране осциллографа.

Обработка результатов эксперимента

1. Составить таблицу значений интенсивности света, прошедшего через ЖК ячейку, в соответствии с углом поворота.
2. Построить график зависимости пропускания света от угла поворота ячейки.
3. По характеристическому углу определить угол наклона директора ЖК.

Содержание отчета по лабораторной работе

1. Формулировка задания.
2. Описание эксперимента.
3. Графики, отображающие результаты измерений.
4. Выводы.

Лабораторная работа №4

Определение динамического диапазона (максимального ослабления пропускания) ЖК аттенюаторов на твист- эффекте

Цели работы

- исследование зависимости пропускания ЖК твист-ячейки от амплитуды приложенного напряжения;
- определение оптического порога твист-эффекта;
- расчет контрастного отношения и динамического диапазона ЖК ячейки.

Описание лабораторной работы

Твист-структура в слое НЖК образуется, когда направления *директора* вблизи противоположных поверхностей, ограничивающих слой ЖК, взаимно перпендикулярны. Распределение директора по толщине слоя ЖК в отсутствие внешнего электрического поля однородно и может быть представлено в виде четверти витка спирали. Такая закрученная структура поворачивает плоскость поляризации вошедшего в нее перпендикулярно подложке линейно поляризованного луча на угол $\pi/2$. В области напряжений, превышающих пороговое, молекулы ЖК под действием электрического поля начинают поворачиваться перпендикулярно плоскости подложки. Этот процесс сопровождается уменьшением пропускания твист-ячейки в скрещенных поляризаторах. Параллельно происходит изменение показателя преломления необыкновенного луча и Δn и фазовая задержка в слое уменьшаются. В результате полной переориентации молекул перпендикулярно электродам происходит разрыв спирали и твист-структура перестает поворачивать плоскость поляризации света. При снятии напряжения молекулы НЖК возвращаются в исходное положение под действием упругих сил, и твист ячейка вновь начинает пропускать падающее на нее излучение. Схема переориентации НЖК молекул в твист ячейке приведена на рис.3.11. На рис. 5.7. показана кривая спада пропускания твист ячейки. Напряжение U_{op} , при котором начинается спад пропускания в твист ячейке, называется *оптическим порогом твист-эффекта*. Величина оптического порога и диапазон питающих напряжений, в котором происходит изменение оптического пропускания ячейки от максимально до минимального значения, зависят от марки и толщины слоя ЖК, способа его ориентации, режимов питания структуры и длины волны излучения.

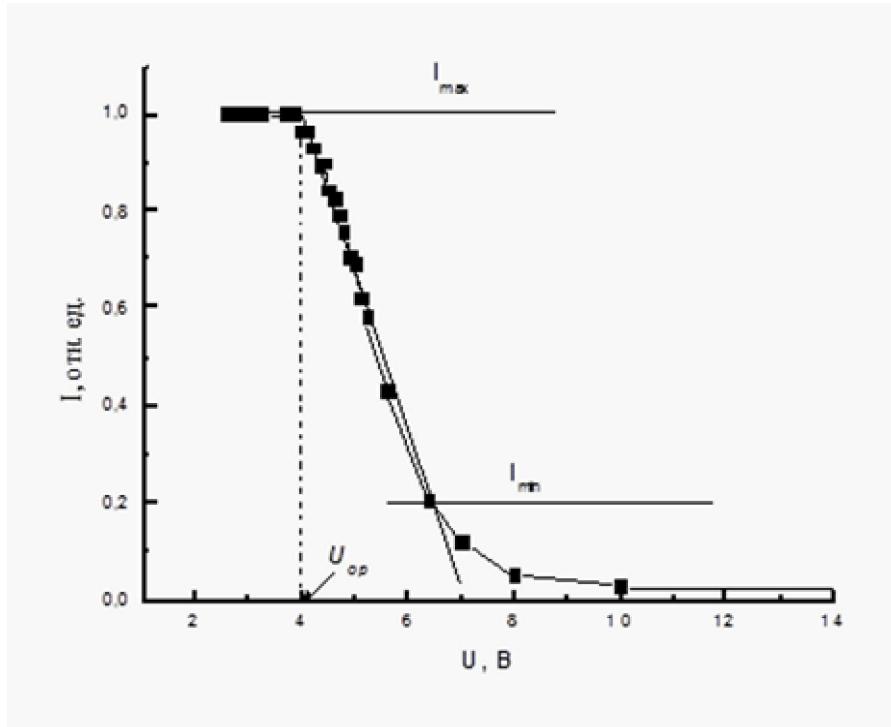


Рис. 5.7. Изменение пропускания ЖК твист ячейки в зависимости от приложенного напряжения.

Для определения коэффициента контраста ЖК ячейки на кривой пропускания выделяется линейный отрезок, начало которого совпадает с максимальной интенсивностью пропускания I_{max} . Минимальная интенсивность I_{min} соответствует наименьшему значению интенсивности пропускания на этом отрезке зависимости $I(U)$, как показано на рисунке 5.7. Коэффициент контраста определяется как

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (5.5)$$

Основной характеристикой оптического аттенюатора является динамический диапазон изменения пропускания, который определяется в децибелах (дБ) по следующей формуле

$$D = -10 \log \frac{I_{min}}{I_{max}} \quad (5.6)$$

Динамический диапазон аттенюаторов может достигать 40 – 50дБ, то есть кратность ослабления сигнала может достигать 5 порядков. На рисунке 5.8 приведены кривые пропускания для трех твист ячеек, на которых относительное изменение интенсивности (I/I_{max}) дано в логарифмическом масштабе.

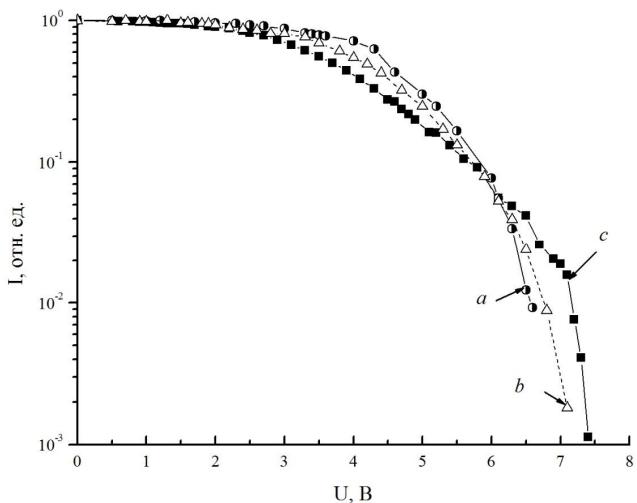


Рис. 5.8. Кривые пропускания $I(U)$ ЖК ячеек с разными граничными условиями $\lambda = 1.55$ мкм.

Описание лабораторной работы

Объектом исследований в этой работе служит нематическая твист ячейка. При приложении к ней электрического поля в результате деформации кручения в ней будет наблюдаться изменение интенсивности оптического пропускания. Измерения проводятся на стенде, электрооптическая схема которого показана на рис. 5.1.

Порядок выполнения работы

1. Включить полупроводниковый лазер (тумблер на блоке питания Masetech HY3005-3)
2. Включить осциллограф. Проконтролировать положение поляризаторов в скрещенном состоянии – сигнал должен отсутствовать (канал 1).
3. Определить уровень шума фотоприемника.
4. Установить ЖК ячейку в оправку держателя, таким образом, чтобы ее плоскость была перпендикулярна направлению падающего излучения. Луч, отраженный от плоскости ячейки, должен попасть в центр диафрагмы лазерного излучателя. Далее, путем вращения ячейки добиться максимума пропускания, контролируя сигнал, поступающий на осциллограф. Для уменьшения сигнала и предотвращения выхода фотоприемника в режим насыщения следует использовать нейтральные светофильтры.
5. Включить генератор Philips PM5138.
6. Подключить ЖК ячейку к генератору.
7. Провести измерения интенсивности прошедшего через ячейку света от максимального до минимального значения, соответствующего уровню

шума, определённому ранее, увеличивая подаваемое на неё напряжение.

8. Отключить и снять ЖК ячейку.
9. Выключить приборы, отключить лазер.

Обработка результатов эксперимента

1. Построить график зависимости пропускания твист-ячейки от напряжения питания в линейном масштабе.
2. Определить значения оптического порога пропускания и рассчитать коэффициент контраста по максимальному и минимальному пропусканию ЖК твист-ячейки.
3. Построить зависимость относительного пропускания ЖК твист-ячейки в логарифмическом масштабе по шкале абсцисс и определить динамический диапазон ослабления.

Содержание отчета по лабораторной работе

1. Формулировка задания.
2. Описание эксперимента.
3. Графики, отображающие результаты измерений.
4. Расчет коэффициента контраста и динамического диапазона ЖК ячейки.
5. Выводы.

Лабораторная работа №5

Исследование основных параметров оптически управляемых ЖК модуляторов по проекционной методике

Цели работы

- получение навыков оптимизации параметров ОА ЖК ПМС в стационарном режиме;
- знакомство с методами преобразования оптического сигнала по спектру (из одной волны в другую) и по когерентности (из некогерентного в когерентное);
- оценка разрешающей способности ОА ЖК ПМС по проекционной методике;
- оценка контрастного отношения (кратности ослабления излучения) ЖК ПМС.

Описание лабораторной работы

Для исследования электрооптических характеристик ПМС в стационарном режиме используется установка, изображенная на рис.5.9.

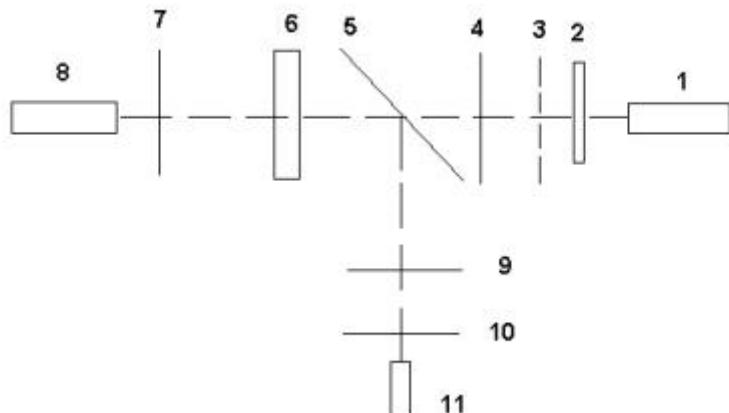


Рис. 5.9. Оптическая схема для исследования характеристик ОА ЖК ПМС по проекционной методике. 1 – осветитель; 2 – фильтры; 3 – «тест-объект» (мира); 4 – объектив; 5 – полупрозрачное зеркало; 6 – ЖК ПМС; 7, 9 – скрещенные поляроиды; 8 – источник считающего излучения; 10 – линза; 11 – ФЭУ (фотодиод, глаз). Далее сигнал подается на осциллограф или на селективный вольтметр.

Прим.1. В качестве источника считающего излучения может использоваться лазер. В этом случае вместо поляризатора 7 должны стоять расширитель пучка и ослабитель.

Прим. 2. ЖК ПМС (6) помещен в защищающий от фоновых засветок кожух.

Записывающий свет от осветителя (1) через систему фильтров (2) освещает «тест-объект» (3), изображение которого объективом (4) проектируется на слой ФП (6). Система фильтров вырезает узкую спектральную полосу в области максимальной чувствительности ФП. Оптическая схема предусматривает как лазерное считывание, так и считывание светом некогерентного источника с красным (инфракрасным) фильтром. В последнем случае необходим дополнительный поляризатор. Считывающий плоскополяризованный луч направляется на ПМС. Промодулированный структурой свет отражается от полупрозрачного зеркала (5), проходит через анализатор (9) (второй поляризатор, скрещенный с первым) и либо наблюдается визуально, либо регистрируется каким-либо измерительным устройством (11) (ФЭУ, фотодиод).

Порядок выполнения работы

1. Установить модулятор в держателе, проверить контакты.
2. Включить источник записывающего излучения. С помощью подвижки и объектива сфокусировать изображение миры на фотослой. Закрыть кожух.
3. Включить источник считающего излучения. Поворачивая анализатор, добиться максимальной яркости рабочего поля.
4. Включить источник управляющего напряжения. Медленно вращая регулировку плавно увеличивать напряжение до появления изображения. Вращая анализатор добиться наибольшего контраста изображения. Определить разрешающую способность структуры с помощью миры.

5. Убрать миру. Измерить интенсивность I считающего света с помощью приемника излучения при наличии записывающего света. Выключить записывающий свет и измерить I_0 – интенсивность считающего излучения без записывающего света. Оценить контраст полученного изображения.
6. Повторить для модулятора, ориентированного другим способом.

Содержание отчета

1. Теоретическая часть. Описать устройство и принцип работы оптически управляемого ЖК ПМС.
2. Оценить пространственное разрешение ПМС, используя набор штриховых мир, предназначенный для определения предела разрешения оптических систем. Число полос на миллиметр вычисляется по стандартной формуле: $R_N=60K_N/B$, где B – длина базы миры в мм, K_N – коэффициент, зависящий от номера элемента.
3. Рассчитать контраст полученного изображения как отношение показаний фотодетектора в отсутствии и при наличии записывающего излучения.
4. Параметры исследованных модуляторов занести в таблицу:

Таблица. Параметры модуляторов

№	Толщина ЖК, мкм	Ориентация ЖК	U питания, В	Разрешение R_N лин/мм	I_{max} , мВ (по фотодетектору)	I_0 , мВ (по фотодетектору)	Контраст $K=I_{max}/I_0$

5. Выводы. Сравнить контраст модуляторов, ориентированных различными способами.

Лабораторная работа №6

Измерение фотоиндукции задержки фазы в оптически управляемых ЖК устройствах

Цели работы

- получение сенситометрической характеристики оптически управляемого ЖК ПМС;
- исследование зависимости фазовой задержки в оптически управляемом ЖК ПМС от интенсивности записывающего излучения и от напряжения питания.

Описание лабораторной работы

Для измерений используется установка, изображенная на рис. 5.9. Сначала производится измерение зависимости пропускания ЖК ПМС от напряжения при большой мощности записывающего сигнала, заведомо обеспечивающей в слое фотопроводника ток насыщения (функционирование модуля-

тора в режиме ячейки). Излучение считывающего лазера, прошедшее через структуру, регистрируется с помощью ФЭУ и вольтметра (или фотодиода и осциллографа). Анализатор предназначен для преобразования модуляции фазы считывающего света в модуляцию амплитуды (интенсивности).

Для снятия зависимости пропускания ячейки от интенсивности (мощности) записывающего излучения к прозрачным проводящим электродам модулятора прикладывается питающее напряжение, равное напряжению последнего максимума в режиме ячейки и одновременно подается записывающий свет.

В освещенной области пропускание структуры изменяется и при определенном уровне интенсивности записи (этот уровень зависит, в том числе, от величины питающего напряжения) достигает минимума. При дальнейшем увеличении интенсивности записывающего света пропускание вновь начинает расти и достигает максимума. Общее количество экстремумов должно быть равно количеству экстремумов в режиме ячейки. Разница фазы между соседними максимумом и минимумом составляет $\pi/2$.

При выполнении работы используется оптически управляемый ЖК ПМС просветного типа с фоточувствительным слоем из селенида мышьяка с параллельной ориентацией ЖК. Ориентированная таким образом структура является фазовой, то есть на выходе мы регистрируем фазовую задержку необыкновенного луча, преобразованную в изменение амплитуды (интенсивности) сигнала с помощью поляридов.

Порядок выполнения работы

1. Установить ПМС в держателе таким образом, чтобы записывающий лазер находился со стороны слоя ФП, а считывающий – со стороны ЖК. Излучение обоих лазеров должно направляться нормально к плоскости слоев.
2. Включить считывающий лазер.
3. Поворачивая ПМС вокруг оси, нормальной к подложкам, добиться максимального пропускания. Зарегистрировать по осциллографу (или по селективному вольтметру) сигнал, соответствующий максимальному пропусканию.
4. Включить записывающий свет на максимальную мощность.
5. Включить источник питания и, плавно увеличивая подаваемое на ПМС напряжение, снять зависимость пропускания от напряжения.
6. Повторить измерения, ослабив мощность записывающего излучения.
7. Подать на ПМС напряжение, соответствующее последнему экстремуму пропускания, и плавно увеличивая мощность записывающего света от нуля до максимума снять зависимость пропускания от мощности записывающего света.
8. Уменьшить величину питающего напряжения и повторить измерения.

Содержание отчета

1. Теоретическая часть. Рассмотреть факторы, влияющие на чувствительность оптически управляемого ЖК ПМС к записывающему излучению.
2. Построить зависимости пропускания структуры от напряжения питания при сильной и слабой засветке.
3. Построить зависимости пропускания от мощности записывающего излучения для двух фиксированных значений питающего напряжения (сенситометрические кривые).
4. Для этих значений питающего напряжения определить фотоиндцированный фазовый набег.
5. Выводы. Объяснить факт смещения экстремумов на кривых пропускания: при увеличении питающего напряжения – в область меньших интенсивностей записывающего излучения (семейство кривых 1), а при увеличении интенсивности – в область меньших напряжений (семейство кривых 2).

Литература

1. *К.В. Шалимова.* Физика полупроводников//М. Энергия. 1971. 311 с.
2. *В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников.* Физика полупроводников// М. Наука. 1990. 688 с.
3. *Л.С. Стильбанс.* Физика полупроводников //М. Советское радио. 1967. с. 452.
4. *С.М. Рывкин.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках// М. Наука. 1963. 494 с.
5. *Г.Е. Пикус.* Основы теории полупроводниковых приборов // М. Наука. 1965. 448 с.
6. *О.В. Богданович, С.А. Дарзnek, П.Г. Елисеев.* Полупроводниковые лазеры// М. Наука. 1976. 415 с.
7. *А. Милнс, Д. Фойхт.* Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник //М. Мир. 1972. 432 с.
8. *Э.Х. Родерик.* Контакты металл-полупроводник // М. Радио и связь. 1982. 209 с.
9. *В.И. Стриха, С.С. Кильчицкая.* Солнечные элементы на основе контакта металл- полупроводник// С-Пб, ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 136 с.
- 10.*Ю.Р. Носов.* Оптоэлектроника //М. Радио и связь.1989. 360 с.
- 11.Аморфные полупроводники. Под. ред. М. Бродски//М. Мир. 1982. 420 с.
- 12.Аморфные и поликристаллические полупроводники. Под. ред. В. Хейванга// М. Мир. 1982. 160 с.
- 13.Л.М. Блинов. Жидкие кристаллы: Структура и свойства // Либроком. 2013. 480 с.
- 14.А.С. Сонин. Введение в физику жидких кристаллов // М. Наука. 1983. 320 с.
- 15.*А.А. Васильев, Д. Касасент, И.Н. Компанец, А.В. Парфенов.* Пространственные модуляторы света. // М. Радио и связь. 1987. 320 с.
- 16.Управляемые транспаранты и реверсивная запись оптических сигналов. Труды ФИАН им. Лебедева, Т.126. Главный редактор академик Н.Г. Басов. //М. Наука. 1981. 156.с.
- 17.С.Б. Гуревич, В.Б. Константинов, В.К. Соколов, Д.Ф. Черных. Передача и обработка информации голографическими методами.//М. Советское радио. 1978. 304 с.

Приложение 1.

Параметры некоторых нематических жидкких кристаллов

Марка НЖК	n_e	n_0	Δn	ϵ_{\parallel}	ϵ_{\perp}	$\Delta \epsilon$ (на 1кГц)	$\gamma, m^2/сек$
Merck BL-037	1,81	1,53	0,28	23,1	6,1	16,9	81×10^{-6}
Merck BL-006	1,82	1,53	0,29	22,8	5,5	17,3	71×10^{-6}
Niopik ЖК-1001	1,79	1,53	0,26	9,5	5,1	4,4	
Niopik ЖК-1282	1,68	1,51	0,17	15,7	5,8	9,9	52×10^{-6}



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики».

КАФЕДРА ОПТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ И СОВРЕМЕННОГО ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ

Кафедра основана в 2002 году в составе факультета «Фотоники и оптоинформатики», готовящего специалистов для одной из самых инновационных областей современной науки и техники, в которой разрабатываются оптические технологии обработки и передачи информации, строящиеся на основе нанотехнологий и новых оптических материалов, а также информационных технологий. Кафедрой руководит доктор физ.-мат. наук, профессор А.В. Федоров. Кафедра ведет подготовку бакалавров и магистров по направлению «200700 Фотоника и оптоинформатика», по профилю «Оптикаnanoструктур» и «Физика nanoструктур» и аспирантов по специальности «Оптика». Основные цели кафедры – подготовка высококвалифицированных исследователей, способных конкурировать на мировом рынке научных сотрудников, и проведение научных и технологических работ мирового уровня по исследованию и разработке наноматериалов, nanoструктур, микро и наносистем с участием студентов и аспирантов.

В настоящее время на кафедре преподают: академик РАН Е.Б. Александров, профессора: А.В. Баранов, Т.А. Вартанян, Е.А. Коншина, В.Г. Маслов, Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, доценты: Л.П. Амосова, Г.Н. Виноградова, В.Л. Комолов, А.О. Орлова, П.С. Парfenov, А.А.Старовойтов.

Амосова Лариса Павловна, Комолов Владимир Леонидович

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ И ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ СИСТЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие В авторской редакции

Заведующая РИО Н.Ф. Гусарова
Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99
Подписано в печать
Заказ №
Тираж 100 экз.
Отпечатано на ризографе.