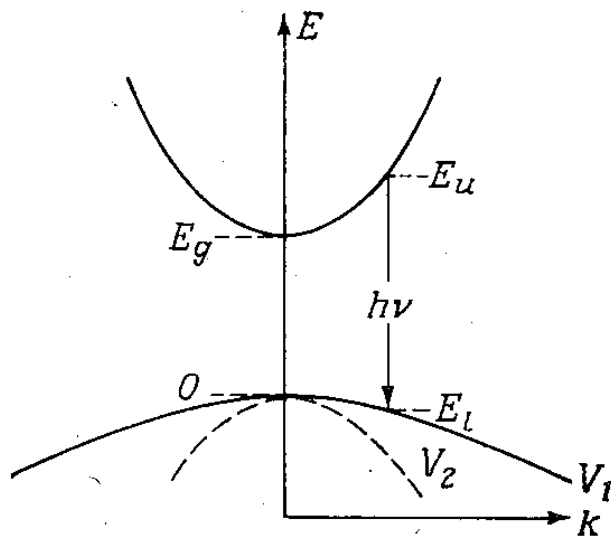


Амосова Л.П.

**Введение в физику оптоэлектронных и фотонных устройств для информационных систем**



Санкт-Петербург

2019

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**Амосова Л.П.**

**Введение в физику оптоэлектронных и фотонных  
устройств для информационных систем**

**Учебное пособие**

**РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ**

**В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО**

по направлению подготовки 12.03.03 «Фотоника и  
оптоинформатика» в качестве учебного пособия для реализации  
основных профессиональных программ высшего образования  
бакалавриата

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**Санкт-Петербург**

2019

Л.П. Амосова. Введение в физику оптоэлектронных и фотонных устройств для информационных систем. Учебное пособие. – СПб: Университет ИТМО, 2019. – 125 с.

Рецензент: Е.Ю. Перлин, д.ф.-м.н., Университет ИТМО.

В пособии рассматриваются оптические явления в конденсированных средах, в том числе, в средах с пониженной размерностью, используемых при создании элементарных оптоэлектронных устройств для информационных оптических систем. Первые два раздела посвящены фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках и принципам работы полупроводниковых барьерных структур, являющихся базовыми элементами излучателей и приемников излучения. В третьем разделе излагаются основы электрооптики жидких кристаллов и описывается устройство и работа пространственно-временных модуляторов оптического сигнала на жидких кристаллах как ключевых элементов систем оптической обработки информации. Завершает пособие раздел, посвященный фотонным кристаллам, свойства которых обусловлены, в основном, микроструктурой, а не индивидуальными физическими свойствами материалов. Благодаря нехарактерным для природных объектов свойствам потенциал применения фотонных кристаллов в оптоэлектронике очень велик, в том числе, в информационных оптических системах.

Пособие предназначено для бакалавров по направлению подготовки «Фотоника и оптоинформатика» по программам «Физика наноструктур» и «Оптика наноструктур» и содержит материалы лекционного курса по дисциплинам «Физика оптоэлектронных приборов и устройств» и «Элементная база систем оптической обработки информации». Пособие может использоваться студентами для подготовки к лабораторным работам, для решения задач на практических занятиях, быть полезным при подготовке к экзамену. Настоящее учебное пособие является переработанным и дополненным вариантом пособия Л.П. Амосовой, В.Л. Комолова «Полупроводниковые и жидкокристаллические устройства для систем оптической обработки информации» 2014 года издания.



**Университет ИТМО** – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2019

© Л.П. Амосова, 2019

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
РАЗДЕЛ 1. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ.....	7
<b>1.1. Элементы зонной теории.....</b>	<b>7</b>
1.1.1. Образование зон из атомных уровней.....	7
1.1.2. Распределение в пространстве квазиимпульсов.....	8
1.1.3. Плотность состояний.....	9
1.1.4. Концентрация носителей .....	11
1.1.5. Примесные состояния .....	11
1.1.6. Образование хвостов зон.....	12
1.1.7. Свободные экситоны и экситонные комплексы.....	12
<b>1.2. Поглощение света в кристаллических полупроводниках.....</b>	<b>14</b>
1.2.1. Собственное поглощение .....	14
1.2.2. Разрешенные и запрещенные прямые переходы.....	15
1.2.3. Непрямые переходы между непрямыми долинами.....	16
1.2.4. Собственное поглощение в сильном электрическом поле.....	20
1.2.5. Собственный фотоэффект и фотопроводимость.....	21
<b>1.3. Излучательный процесс в кристаллических полупроводниках.....</b>	<b>24</b>
1.3.1. Механизм излучательного процесса.....	24
1.3.2. Эффективность излучения.....	27
1.3.3. Переходы «зона проводимости – валентная зона».....	28
1.3.4. Самопоглощение.....	30
1.3.5. Инверсия населенности в полупроводниках.....	31
1.3.6. Спонтанные и вынужденные переходы.....	32
<b>1.4. Фотогальванические и фотомагнитные эффекты в полупроводниках.....</b>	<b>33</b>
1.4.1. Эффект Дембера (фотогальванический).....	33
1.4.2. Фотодиэлектрический эффект.....	34
1.4.3. Фотомагнитоэлектрический эффект (Кикоина–Носкова)	34
<b>1.5. Аморфные полупроводники.....</b>	<b>37</b>
1.5.1. Структура аморфных полупроводников, запрещенная зона по подвижности, механизмы образования дефектов.....	37
1.5.2. Оптические свойства аморфных полупроводников.....	45
РАЗДЕЛ 2. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР.....	47
<b>2.1. Контактные явления в полупроводниках.....</b>	<b>47</b>
2.1.1. Контакт металл – полупроводник.....	48
2.1.2. Распределение носителей в <i>p-n</i> переходе.....	50
<b>2.2. Физические принципы работы фотоэлектрических элементов твердотельной оптоэлектроники.....</b>	<b>51</b>

2.2.1. <i>p-n</i> переход при освещении.....	51
2.2.2. Гетеропереход.....	56
2.2.3. Инжекционный лазер.....	58
2.2.4. Лазеры на гетеропереходах.....	59
2.2.5. Использование эффектов размерного квантования для улучшения характеристик полупроводниковых лазеров.....	64
<b>РАЗДЕЛ 3. ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА.....</b>	<b>69</b>
<b>3.1. Модуляция света в жидких кристаллах.....</b>	<b>69</b>
3.1.1. Методы модуляции света в оптоэлектронных материалах.....	69
3.1.2. Оптически анизотропные среды.....	71
3.1.3. Жидкокристаллическое (мезофазное) состояние вещества.....	72
3.1.4. Ориентационные электрооптические эффекты в НЖК.....	73
3.1.5. Методы ориентации ЖК.....	82
<b>3.2. Жидкокристаллические модуляторы света.....</b>	<b>83</b>
3.2.1. Устройство и принцип работы электрически и оптически управляемых модуляторов на жидких кристаллах.....	83
3.2.2. Основные параметры и характеристики жидкокристаллических модуляторов света.....	88
3.2.3. Фотоиндуцированный фазовый набег.....	91
<b>3.3. Применение жидкокристаллических модуляторов.....</b>	<b>96</b>
3.3.1. Динамическая голография. Реверсивные голографические среды.....	96
3.3.2. Применение модуляторов света в системах оптической обработки информации.....	98
<b>РАЗДЕЛ 4. ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ.....</b>	<b>105</b>
4.1. Определение и описание.....	105
4.2. Фотонные запрещенные зоны.....	112
4.3. Методы изготовления ФК.....	118
4.4. Перспективы применения ФК.....	121
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>123</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>123</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Физические основы устройства и принципов работы оптических приборов и систем, независимо от их сложности и назначения, изучают дисциплины «Оптика» и «Оптоэлектроника». В основе всех оптических процессов лежат такие явления, как генерация и детектирование оптического излучения, преобразование поля излучения в веществах с управляемыми оптическими свойствами, распространение оптических сигналов в неоднородных средах. Наиболее 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 первых двух разделах пособия рассматриваются физические основы генерации и приема излучения в полупроводниках, на основе которых изготавливаются излучатели и фотоприемники, используемые в оптоэлектронике, их устройство и принципы работы. Взаимодействие электромагнитного излучения с полупроводниками составляет важную область задач физики полупроводников. Особый интерес вызывают физические процессы, связанные с неравновесным состоянием электронной подсистемы полупроводникового кристалла. Такие неравновесные процессы могут быть возбуждены электромагнитным излучением, и в этом случае объектом исследования обычно становятся результирующие изменения свойств полупроводника, то есть фотоэффекты. В других случаях возбужденная тем или иным способом, например, за счет энергии приложенного внешнего электрического поля, электронная подсистема кристалла полупроводника сама становится эффективным источником электромагнитного излучения. В этом случае имеет место электролюминесценция; при определенных условиях излучение может стать когерентным, и полупроводниковый кристалл становится оптическим квантовым генератором – лазером.

Третий раздел посвящен 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. Такие элементы оптических схем называют пассивными. Пассивные элементы могут иметь постоянные, заданные при изготовлении оптические характеристики (стеклянная оптика), а могут быть перестраиваемыми, то есть изменять свои характеристики при внешнем

воздействии. Как правило, это внешнее управляющее воздействие не связано с электромагнитным полем проходящей через элемент волны. В настоящее время широкое применение получили перестраиваемые оптические элементы на жидких кристаллах – пространственно-временные жидкокристаллические модуляторы света, сокращенно ЖК ПМС.

Используемые в ЖК ПМС принципы модуляции света давно известны в оптике. В большинстве случаев они основываются на изменении действительной или мнимой части диэлектрической проницаемости среды под действием внешнего электрического поля, приводящем соответственно к модуляции фазы или амплитуды проходящего света. Другой, не менее часто используемый механизм – модуляция поляризации при вращении плоскости поляризации света, например, переориентации молекул в спирально закрученных жидкокристаллических структурах. Функциональная роль ЖК ПМС 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.

Завершает пособие раздел, посвященный фотонным кристаллам (ФК). ФК создают условия для распространения или нераспространения электромагнитной волны в определенных направлениях. Они позволяют получить разрешенные и запрещенные зоны для энергий фотонов, аналогично полупроводниковым материалам, в которых существуют разрешенные и запрещенные зоны для энергий носителей заряда. Хотя сам термин «фотонный кристалл» появился относительно недавно и обозначает искусственную периодическую диэлектрическую структуру (материал) с запрещенной зоной, препятствующей распространению света в определенном частотном диапазоне, структуры с периодически изменяющимся показателем преломления были известны и активно использовались в оптоэлектронике задолго до появления этого термина. К таким структурам относятся оптические волноводы, лазерные резонаторы, многослойные диэлектрические зеркала, брэгговские дифракционные решетки и интерференционные оптические фильтры. В настоящее время используются, в основном, лишь одномерные и двумерные ФК, поскольку технология изготовления 3D ФК находится еще на недостаточно высоком уровне.

## Раздел 1. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

### 1.1. Элементы зонной теории

#### 1.1.1. Образование зон из атомных уровней

В основе квантовомеханического подхода к анализу процессов в среде лежит представление о дискретности разрешенных энергетических уровней электронов в атоме [22]. 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).

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.

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, образовавшейся 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.

Твердые тела делятся на металлы, полупроводники и диэлектрики в зависимости от ширины запрещенной зоны. В полупроводнике ширина запрещенной зоны не превышает 3 эВ, а концентрация электронов в верхней зоне (или концентрация дырок в нижней) обычно не превышает  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

### 1.1.2. Распределение в пространстве квазиимпульсов

Разрешенные состояния характеризуются определенной энергией. Рассмотрим, как они распределены в пространстве квазиимпульсов. Важность такого рассмотрения очевидна, поскольку при оптических переходах, как будет показано далее, должны сохраняться и энергия, и квазиимпульс [9, 16].

Кинетическая энергия электрона при малых значениях квазиимпульса (вблизи экстремумов) связана с его квазиимпульсом  $\mathbf{p}$  классическим соотношением:

$$E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m^*}, \quad (1.1)$$

где  $m^*$  – эффективная масса электрона. Из квантовой механики известно соотношение

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}, \quad (1.2)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор. Если рассматривать кристалл в виде прямоугольной потенциальной ямы с дном шириной  $L$  и с барьером бесконечной высоты, то оказывается, что  $\mathbf{k}$  может принимать дискретные значения  $k=n(\pi/L)$ , где  $n$  – любое целое число (кроме нуля).  $L$  – суммарная длина  $N$  элементарных ячеек размером  $a$ , поэтому  $a$  – наименьшая ширина потенциальной ямы в кристалле. Следовательно, если  $n=N$ , то  $k=\pi/a$  есть максимальное (из физически различных) значений  $\mathbf{k}$ . Этому максимальному значению соответствует край зоны Бриллюэна. Зона Бриллюэна представляет собой объем  $\mathbf{k}$ -пространства, содержащий все значения  $\mathbf{k}$  вплоть до  $\pi/a$ , где  $a$  зависит от направления. Большим значениям  $k'$  отвечает просто сдвиг системы в следующую зону Бриллюэна, идентичную первой зоне. Поэтому можно считать, что система характеризуется волновым вектором  $k=k'-\pi/a$ . Кинетическую энергию электрона можно записать в виде

$$E = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*}. \quad (1.3)$$

В кристалле, имеющем форму куба с ребром  $L$  и рассматриваемом в качестве потенциальной ямы, разрешенными будут значения энергии

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2). \quad (1.4)$$

Хотя  $E$  принимает только дискретные значения, поскольку квантовые числа  $n$  могут быть только целыми, расстояния между уровнями настолько малы ( $\sim 10^{-18}$  эВ для кристалла объемом  $1 \text{ см}^3$ ), что спектр  $E$  можно считать квазинепрерывным.

Обычно зависимость энергии от волнового вектора для одного направления в пространстве волновых векторов вблизи экстремумов зон можно считать параболической. Смысл этого параболического приближения становится понятным при трехмерном представлении зависимости  $E$  от  $k_x$  и  $k_y$ . В трехмерном пространстве волновых векторов поверхности постоянной энергии представляют собой замкнутые оболочки. С увеличением волнового вектора соответствующая энергия растет квадратично. Обычно в качестве начала отсчета энергий принимают максимум валентной зоны. Тогда дно зоны проводимости отвечает более высокая потенциальная энергия, соответствующая ширине запрещенной зоны. Отрицательная кривизна валентной зоны означает, что если бы электроны, находящиеся в ней, могли двигаться (то есть, если бы она не была заполнена), то они приобретали бы ускорение в направлении, противоположном тому, в каком они двигались бы, находясь в зоне проводимости.

Расстояние между ближайшими атомами зависит от направления. Поэтому форма поверхности постоянной энергии не должна быть в точности сферической. Более того, из-за взаимодействия с ближайшими соседями минимум долины может оказаться не в точке  $k_x = k_y = k_z$ , а в некоторой точке, находящейся на определенном кристаллографическом направлении. Из-за свойств симметрии кристалла такое же распределение  $E(k_x, k_y, k_z)$  должно повторяться во всех эквивалентных направлениях. Поэтому может быть 4 или 8 долин в направлениях  $\langle 111 \rangle$  и 3 или 6 долин в направлениях  $\langle 100 \rangle$ . Меньшее из указанных чисел относится к случаю, когда долины находятся на краю зоны Бриллюэна (при  $k = \pi/a$ , где  $a$  – постоянная решетки) и принадлежат одновременно двум зонам. В германии, например, долины  $\langle 111 \rangle$  состоят из сигарообразных эллипсоидов, вытянутых вдоль направлений  $[111]$ . Большее число долин реализуется в случае, когда долины находятся внутри зоны Бриллюэна, например, долины  $\langle 100 \rangle$  в кремнии.

### **1.1.3. Плотность состояний**

В  $\mathbf{k}$ -пространстве точки, соответствующие разрешенным состояниям, распределены равномерно [9, 16]. Поверхности постоянной энергии в изотропной среде имеют сферическую форму; тогда объем  $\mathbf{k}$ -пространства между сферами с энергией  $E$  и  $E+dE$  есть  $4\pi k^2 dk$ , здесь  $E$

отсчитывается от края параболической зоны. Поскольку на одно состояние в  $\mathbf{k}$ -пространстве приходится объем  $8\pi^3/V$  ( $V$  – объем кристалла) и каждому уровню соответствуют два состояния, то число энергетических состояний в интервале от  $E$  до  $E+dE$  равно

$$N(E)dE = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} (2m^*)^{3/2} E^{1/2} dE, \quad (1.5)$$

где  $m^*$  – эффективная масса электрона. Выберем в качестве  $V$  единичный объем ( $1 \text{ см}^3$ ). Полное число состояний с энергией, не превышающей  $E$ , выражается формулой

$$N = \frac{1}{3\pi^2\hbar^3} (2m^*E)^{3/2}. \quad (1.6)$$

Изоэнергетические поверхности реальных полупроводников представляют собой эллипсоиды, другими словами, эффективная масса электрона в них является анизотропной. Для ее описания вводится понятие «эффективная масса плотности состояний»:

$$m^* = (m_l^* m_{t1}^* m_{t2}^*)^{1/3}, \quad (1.7)$$

где  $m_l^*$  – продольная, а  $m_{t1}^*$  и  $m_{t2}^*$  – поперечные эффективные массы.

Каждая долина характеризуется своим набором состояний, поэтому каждому уровню энергии могут соответствовать состояния, относящиеся к нескольким долинам. Следовательно, чтобы найти плотность состояний, нужно учесть вклады от всех долин. Поэтому в многодолинном полупроводнике число состояний между, например, дном зоны проводимости и уровнем с энергией  $E$  есть

$$N = \frac{1}{3\pi^2\hbar^3} \sum_j g_j (2m_j^*)^{3/2} (E - E_j)^{3/2}, \quad (1.8)$$

где  $g_j$  – число долин типа  $j$ ,  $m_j^*$  – средняя эффективная масса в  $j$ -ой долине,  $E_j$  – энергетическое положение дна  $j$ -ой долины. Аналогично рассматриваются состояния валентной зоны.

Уже упоминалось, что эффективная масса обычно анизотропна. Картина еще усложняется, если учесть, что параболичность долин в координатах энергия – волновой вектор реализуется только в ограниченной области вблизи экстремума. Это ожидаемо, поскольку имеются участки квазинепрерывного спектра, связывающие различные долины. Более того, спин-орбитальное взаимодействие вызывает расщепление зон и отклонение от параболичности. Однако предположение о параболичности зоны обычно можно использовать в качестве первого приближения. Тем более что в реальных кристаллах тонкости теоретической модели часто маскируются несовершенством природы.

### 1.1.4. Концентрация носителей

До сих пор мы говорили о распределении состояний зоны в пространстве энергия – волновой вектор. Рассмотрим теперь заполнение этих состояний. При взаимодействии фотонов с электронами интенсивность взаимодействия будет зависеть от числа последних. Концентрация электронов с данной энергией есть просто произведение плотности состояний и функции Ферми–Дирака:

$$f(E) = \frac{1}{\exp \frac{E - \mu}{k_B T} + 1}, \quad (1.9)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $\mu$  – уровень химического потенциала. Согласно принципу Паули, в каждом состоянии может находиться не более двух электронов, однако данному энергетическому уровню может соответствовать более одного состояния. В этом случае говорят, что уровень вырожденный. Концентрация дырок с данной энергией есть произведение плотности состояний и вероятности того, что данное состояние не занято электроном. Эта вероятность выражается функцией

$$1 - f(E) = \frac{1}{\exp \frac{\mu - E}{k_B T} + 1}. \quad (1.10)$$

### 1.1.5. Примесные состояния

При введении в решетку кристалла примесного атома возникает несколько типов взаимодействий. Если примесный атом замещает один из атомов основной решетки кристалла и вносит в кристалл один или более электронов сверх того, которые вносил замещенный им атом, то такая примесь называется донором. Если примесный атом вносит в кристалл меньше электронов, чем атом, который он замещает, он действует как акцептор. Может оказаться, что примесь не замещает атом основной решетки, а располагается в междоузлии. Тогда электроны внешней оболочки могут участвовать в проводимости, и примесь, находящаяся в междоузлии, является донором. Отсутствие одного из атомов решетки (вакансия) уменьшает количество электронов в кристалле на число оборванных связей и оказывает акцепторное действие. Вакансии и примеси, находящиеся в междоузлиях, часто объединяются, образуя примесную молекулу, которая может быть как донором, так и акцептором. В сложных полупроводниках в результате отклонения состава от стехиометрии образуются доноры или акцепторы в зависимости от того, какая из компонент (катионная или анионная) имеется в избытке.

### **1.1.6. Образование хвостов зон**

Увеличение концентрации примесей, помимо образования примесной зоны, может приводить к образованию вблизи разрешенных зон хвостов плотности состояний в пределах запрещенной зоны. Ионизованный донор притягивает электроны зоны проводимости и отталкивает дырки валентной зоны (акцепторы действуют противоположным образом). Поскольку примеси распределяются в кристалле хаотически, локальное взаимодействие может быть слабым или сильным в зависимости от числа примесных атомов, оказавшихся в данной локальной области кристалла. Следует отметить, что локальная ширина запрещенной зоны – расстояние между потолком валентной зоны и дном зоны проводимости – всюду остается постоянной. Но в распределении плотности состояний (представляющей собой число состояний с данной энергией во всем объеме кристалла) появляются участки с энергиями ниже дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Необходимо отметить, что в этой модели состояния обоих хвостов пространственно разделены.

### **1.1.7. Свободные экситоны и экситонные комплексы**

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 антипараллельные 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  $\epsilon$  раз[16].

Между свободным электроном и свободной дыркой существуют силы кулоновского притяжения. Следовательно, возможно движение электрона по орбите вокруг дырки, подобно тому, которое существует в атоме водорода. В примесном атоме, например доноре, масса ядра очень велика, и поэтому приведенная масса равна массе электрона (по аналогии с атомом водорода). Но в экситоне приведенная масса  $1/m_r^* = 1/m_e^* + 1/m_h^*$  меньше эффективной массы электрона, потому что  $m_e^*$  и  $m_h^*$  ближе по порядку величины. Следовательно, энергия связи экситона будет меньше энергии ионизации донора или акцептора.

Экситон как единое целое может перемещаться по кристаллу. Будучи подвижным, экситон не образует набора пространственно-локализованных состояний. Более того, экситонным состояниям нельзя приписать определенную энергию на энергетической диаграмме полупроводника. Однако обычно за начало отсчета принимают дно зоны проводимости, считая, что ему соответствует начало сплошного спектра

экситона ( $n=\infty$ ). Тогда различные состояния экситона изображаются на диаграмме, как показано на рисунке 1.1.

Отметим, что свободный электрон и свободная дырка с одинаковыми  $k$  движутся с разными скоростями из-за различия в эффективных массах. Поскольку электрон и дырка, образующие экситон, должны двигаться по кристаллу вместе, их трансляционные скорости должны быть одинаковыми. Это условие налагает ограничения на области пространства, где могут существовать экситоны, а именно в «критических точках»:

$$\left[ \frac{dE}{dk} \right]_e = \left[ \frac{dE}{dk} \right]_h. \quad (1.11)$$

Так как эффективная масса дырки на много порядков меньше массы протона, аналогия между экситоном и атомом водорода оказывается неполной: центр тяжести экситона может отстоять от дырки на много постоянных решетке. Движущийся экситон обладает кинетической энергией

$$\frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2(m_e^* + m_h^*)}$$

где  $\mathbf{K}$  – волновой вектор, связанный с движением центра тяжести. Если принять во внимание кинетическую энергию, то экситонные уровни превращаются в зоны.

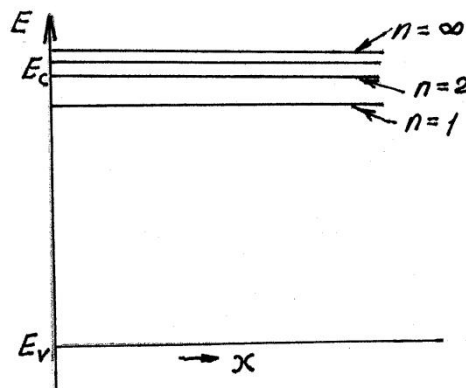


Рис. 1.1. Диаграмма состояний экситона.

При высоких концентрациях электронов и дырок кулоновское отталкивание между электронами и между дырками стремится уменьшить кулоновское притяжение между носителями противоположного заряда, то есть происходит экранирование кулоновским взаимодействием. При этом образование экситонов все еще может происходить. Однако при сильном легировании флуктуации потенциала создают внутренние поля. Локальные поля в полупроводнике вызывают силы, действующие независимо на электрон и дырку. Эти силы направлены в противоположные стороны, как показано на рисунке 1.2. Если локальное поле превышает внутреннее поле в экситоне, то он диссоциирует.

Локальное поле может быть вызвано деформационным потенциалом. В этом случае на электрон и дырку действуют силы, направленные в одну и ту же сторону. Эти силы не разделяют экситон, а заставляют его перемещаться в область с минимальной шириной запрещенной зоны.

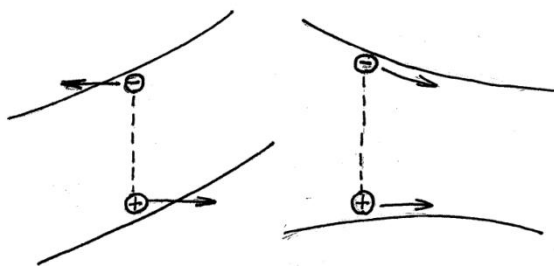


Рис. 1.2. Силы, действующие на электрон и дырку в локальных полях.

Три или более частиц могут объединяться и образовывать комплексы. Энергия связи такого комплекса должна превышать удвоенную энергию свободного экситона, поскольку на каждый носитель действует кулоновское притяжение сразу двух зарядов противоположного знака. Такой комплекс может образовываться в кремнии и ряде других полупроводников.

Свободная дырка может соединяться с нейтральным донором и образовывать положительно заряженный экситонный ион (рис.1.3). В этом случае электрон, связанный с донором, по-прежнему движется по большой орбите вокруг донора. Связанная с донором дырка, двигаясь под действием электростатического поля «фиксированного» диполя, определяемого мгновенным положением электрона, также перемещается вокруг этого донора. Поэтому такой комплекс называют «связанным экситоном». Электрон, объединяясь с нейтральным акцептором, также образует связанный экситон.

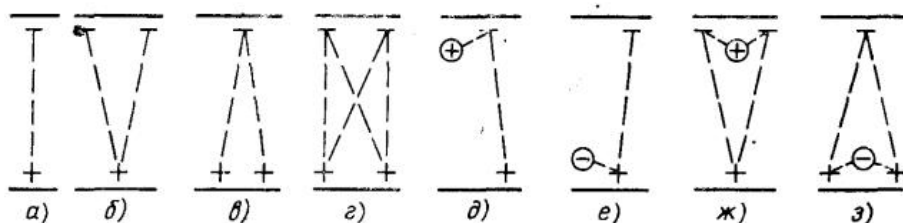


Рис.1.3. Возможные варианты экситонных комплексов: а, б, в, г – свободные экситоны; д, е, ж, з – связанные экситоны.

## 1.2. Поглощение света в кристаллических полупроводниках

### 1.2.1. Собственное поглощение

Поглощение описывается при помощи коэффициента  $\alpha(h\nu)$ , который определяется как относительное уменьшение интенсивности света вдоль направления его распространения [9,16].

Термин «собственное поглощение» относится к переходам зона – зона или к экситонным переходам, то есть к возбуждению электронов из валентной зоны в зону проводимости. Собственное поглощение можно использовать для определения ширины запрещенной зоны полупроводника.

Очевидным необходимым условием поглощения фотона и образования электронно-дырочной пары является условие  $h\nu > E_g$ . Однако когда речь идет об оптических переходах, картина усложняется. Для оптических переходов ширина запрещенной зоны может оказаться больше, чем для термических. Причина расхождения в величинах термической и оптической энергий ионизации состоит в том, что выполнения закона сохранения энергии не достаточно. На поглощение налагает ограничения также закон сохранения импульса. Поскольку импульс фотона мал по сравнению с импульсом электрона в кристалле, при поглощении фотона импульс должен сохраняться. Разрешенными являются только те переходы, для которых величина и направление квазиимпульса электрона, совершающего переход, остаются неизменными.

Коэффициент поглощения  $\alpha(h\nu)$  фотона с данной энергией  $h\nu$  пропорционален вероятности  $P_{if}$  перехода из начального в конечное состояние, плотности начальных состояний  $n_i$  и плотности конечных (незаполненных) состояний  $n_f$ . При этом следует провести суммирование по всем возможным переходам между состояниями, разделенными энергией  $h\nu$ :

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{if} n_i n_f. \quad (1.12)$$

В дальнейшем будем полагать, что все нижние состояния заполнены, а все верхние – пусты; это условие справедливо для нелегированных полупроводников при 0 К.

### ***1.2.2. Разрешенные и запрещенные прямые переходы***

Рассмотрим поглощение, связанное с переходами между прямыми долинами, при условии, что все переходы с сохранением импульса разрешены (рис.1.4) [16]. Каждому начальному состоянию  $E_i$  отвечает конечное состояние  $E_f$ , такое, что

$$E_f = h\nu - |E_i|. \quad (1.13)$$

Но в случае параболических зон

$$E_f - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (1.14)$$

и

$$E_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*},$$



поэтому

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left( \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right). \quad (1.15)$$

Коэффициент поглощения выражается формулой

$$(h\nu) = A^*(h\nu - E_g)^{1/2}. \quad (1.16)$$

В некоторых веществах прямые переходы при  $k=0$  запрещены согласно квантовым правилам отбора, а при  $k \neq 0$  вероятность перехода увеличивается пропорционально  $k^2$ . Для структуры зон, изображенной на рис. 1.4, это означает, что вероятность перехода увеличивается пропорционально  $h\nu - E_g$ . Поскольку плотность состояний пропорциональна  $(h\nu - E_g)^{1/2}$ , коэффициент поглощения имеет следующую спектральную зависимость:

$$\alpha(h\nu) = A'(h\nu - E_g)^{3/2}. \quad (1.17)$$

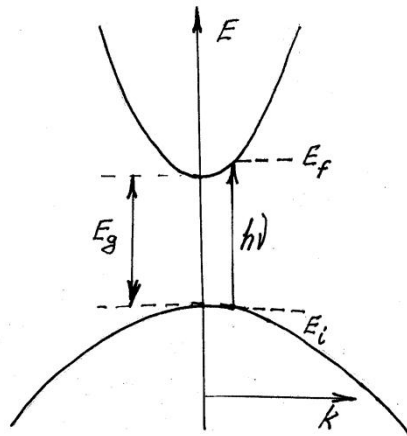


Рис. 1.4. Переходы между прямыми долинами, при условии, что все переходы с сохранением импульса разрешены.

### 1.2.3. Непрямые переходы между непрямыми долинами

Для большинства реальных полупроводников зоны состоят из нескольких подзон, часть из которых вырождены при  $\mathbf{k} = 0$  (рис. 1.5). Кроме того, дну зоны проводимости и потолку валентной зоны соответствуют разные волновые числа  $\mathbf{k}$ . Таким образом, оптическая энергия ионизации должна заметно превышать термическую [2]. 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 переходами реализуются (и имеют достаточно большую вероятность) не вертикальные (или не прямые) переходы, когда кроме

энергии изменяется и волновой вектор. Поскольку такие переходы при взаимодействии электрона с фотоном невозможны, необходимо, чтобы в процессе участвовало третье тело. Обычно этим телом является квант колебаний решетки – фонон.

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. 1.6).

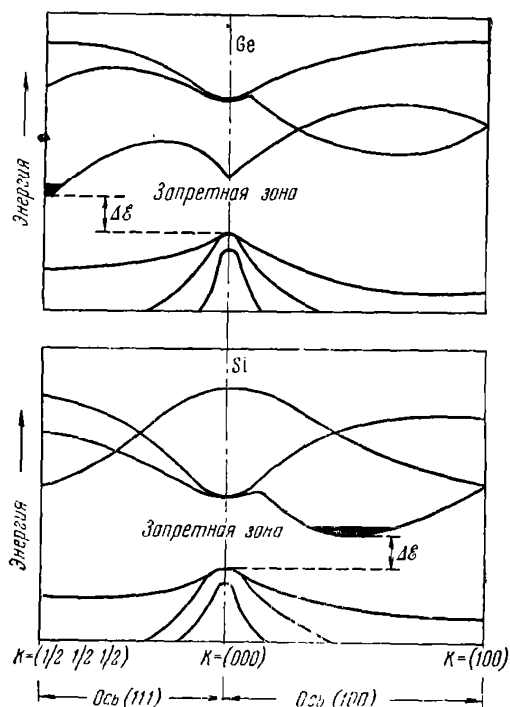


Рис. 1.5. Диаграммы энергетических зон в германии и кремнии вдоль осей (100) и (111).

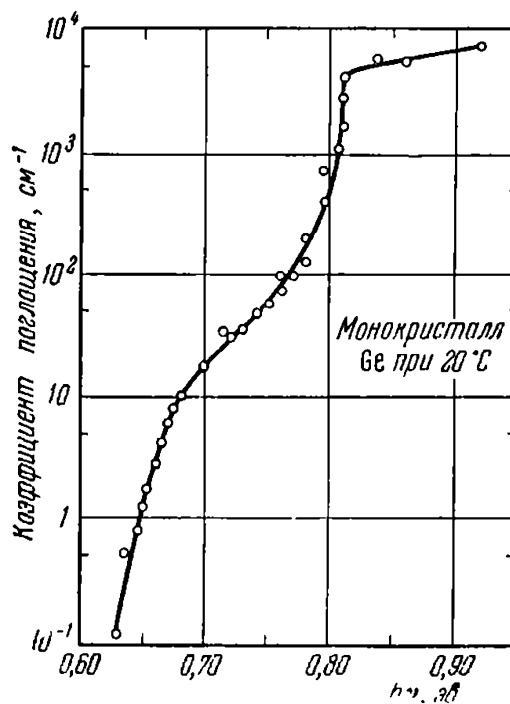


Рис. 1.6. Зависимость коэффициента поглощения в германии от энергии квантов.

Переход, в результате которого меняются и энергия, и импульс, является сложным процессом и происходит через виртуальное энергетическое состояние электрона. Закон сохранения импульса выполняется за счет взаимодействия с фононом, который представляет собой квант колебаний кристаллической решетки (рис. 1.8). Хотя в кристалле может существовать много различных фононов, в оптических переходах принимают участие только те, которые обеспечивают требуемое

изменение импульса. Таковыми обычно оказываются продольные и поперечные акустические фононы [16]. Каждый из этих фононов обладает характерной энергией  $E_p$ . При переходе из  $E_i$  в  $E_f$  фонон либо испускается, либо поглощается. Этим двум процессам соответствуют формулы

$$h\nu_e = E_f - E_i + E_p, \quad (1.18)$$

$$h\nu_a = E_f - E_i - E_p.$$

В случае непрямых переходов возможны переходы из любого занятого состояния валентной зоны в любое свободное состояние зоны проводимости. Плотность начальных состояний при энергии  $E_i$  есть

$$N(E_i) = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} (2m_h^*)^{3/2} |E_i|^{1/2}$$

$$N(E_f) = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} (E_f - E_g)^{1/2}. \quad (1.19)$$

Подставляя в это выражение  $E_f$  из (1.18), имеем

$$N(E_f) = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} (h\nu - E_g \mp E_p + E_i)^{1/2}. \quad (1.20)$$

Коэффициент поглощения пропорционален интегралу по всем возможным парам состояний, разделенных энергией  $h\nu \pm E_p$ , от произведения плотностей начальных и конечных состояний; кроме того, коэффициент  $\alpha$  пропорционален вероятности взаимодействия с фононами, которая сама есть функция числа фотонов  $N_p$  с энергией  $E_p$ , то есть  $f(N_p)$ . Согласно статистике Бозе–Эйнштейна число фононов определяется формулой

$$N_p = \frac{1}{\exp \frac{E_p}{kT} - 1}, \quad (1.21)$$

следовательно,

$$\alpha(h\nu) = Af(N_p) \int_0^{-(h\nu - E_g \mp E_p)} |E_i|^{1/2} (h\nu - E_g \mp E_p + E_i)^{1/2} dE_i. \quad (1.22)$$

После интегрирования и подстановки (1.21) в (1.22) коэффициент поглощения для переходов с поглощением фонона приобретает вид

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_p)^2}{\exp \frac{E_p}{kT} - 1} \quad (1.23)$$

для  $h\nu > E_g - E_p$ . Вероятность испускания фонона пропорциональна  $N_p + 1$ , следовательно, коэффициент поглощения для переходов с эмиссией фононов есть

$$\alpha_e(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right)} \quad (1.24)$$

для  $h\nu > E_g + E_p$ .

Поскольку при  $h\nu > E_g + E_p$  возможны процессы как с испусканием, так и с поглощением фононов, коэффициент поглощения представляется в виде суммы

$$\alpha(h\nu) = \alpha_a(h\nu) + \alpha_e(h\nu). \quad (1.25)$$

При очень низких температурах плотность фононов мала (знаменатель в 1.23 велик), поэтому коэффициент  $\alpha_a$  также мал. Температурная зависимость  $\alpha_a$  и  $\alpha_e$  показана на рисунке 1.7, где по оси ординат отложен квадратный корень из  $\alpha$ , линейно зависящий от  $h\nu$ . Экстраполяция функций  $\sqrt{\alpha_a}$  и  $\sqrt{\alpha_e}$  к нулю дает величины  $E_g - E_p$  и  $E_g + E_p$ . Сдвиг кривых относительно друг друга отражает температурную зависимость ширины запрещенной зоны.

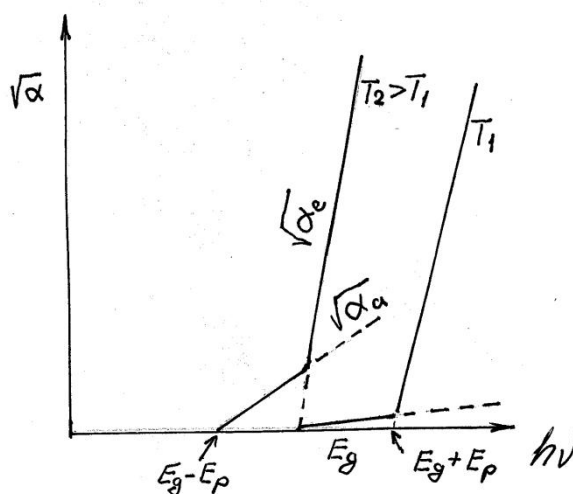


Рис. 1.7. Температурная зависимость  $\alpha_a$  и  $\alpha_e$ .

В сильно легированном полупроводнике положение уровня Ферми в зоне характеризуется величиной  $\xi_n$  (рис. 1.9). Поскольку состояния, расположенные ниже  $\xi_n$ , уже заполнены, собственное поглощение, связанное с переходами в эти состояния, невозможно. Следовательно, край поглощения должен быть смещен в сторону больших энергий на величину  $\xi_n$ . Смещение края поглощения, связанное с заполнением зон, называется сдвигом Бурштейна–Мосса. В сильно легированных полупроводниках с непрямыми переходами сохранение импульса обеспечивается за счет процессов рассеяния, например, электрон-электронного или примесного. В

этом случае вероятность рассеяния пропорциональна числу рассеивающих центров  $N$  и участия фонона не требуется. Тогда выражение для коэффициента поглощения приобретает вид

$$\alpha(h\nu) = AN(h\nu - E_g - \xi_n)^2, \quad (1.26)$$

где  $A$  – константа.

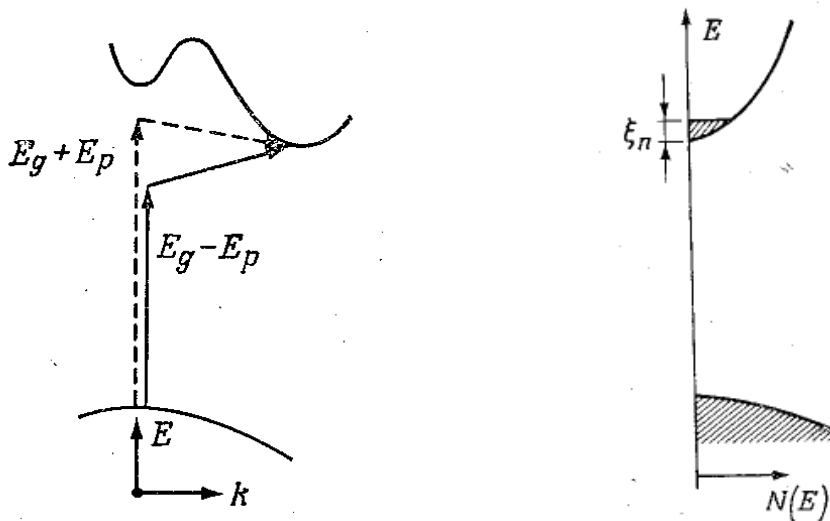


Рис 1.8. Переходы в непрямозонном полупроводнике с участием фононов.

Рис. 1.9. Диаграмма зависимости энергии от волнового вектора в сильно легированном германии  $n$ -типа [111].

#### 1.2.4. Собственное поглощение в сильном электрическом поле

В присутствии электрического поля вероятность обнаружить электрон в запрещенной зоне описывается экспоненциально спадающей функцией  $ue^{ikx}$ , где  $k$  – мнимая величина (эффект Келдыша–Франца) [16]. Чтобы оказаться в зоне проводимости, электрон валентной зоны должен туннелировать через треугольный барьер. Высота этого барьера  $E_g$ , а толщина характеризуется величиной  $d$ , получаемой из условия

$$d = \frac{E_g}{q\mathcal{E}}, \quad (1.27)$$

где  $\mathcal{E}$  – величина электрического поля. С увеличением напряженности электрического поля толщина барьера уменьшается, и перекрытие волновых функций, определяющих вероятность найти электрон в запрещенной зоне, возрастает.

Как показано на рисунке 1.10, участие фонона с энергией  $h\nu$  эквивалентно уменьшению толщины барьера до величины

$$d^* = \frac{E_g - h\nu}{q\mathcal{E}}. \quad (1.28)$$

При этом перекрытие волновых функций увеличивается, и туннельный переход становится более вероятным.

В процессе туннелирования фигурирует только продольная компонента квазиимпульса. Волновой вектор  $\mathbf{k}$  принимает мнимые значения для продольного направления (направления туннелирования). Сохраняются только поперечные компоненты квазиимпульса. Величина продольной компоненты, параллельной электрическому полю, обращается в ноль на краю зоны (в точке поворота).

### ***1.2.5. Собственный фотоэффект и фотопроводимость***

Процесс образования свободных носителей заряда 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) [19].

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 или горячими.

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 ( $\Delta n, \Delta p$ ) носителей тока.

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

$$\sigma = e(u_n n_0 + u_p p_0 + u_n \Delta n + u_p \Delta p), \quad (1.29)$$

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

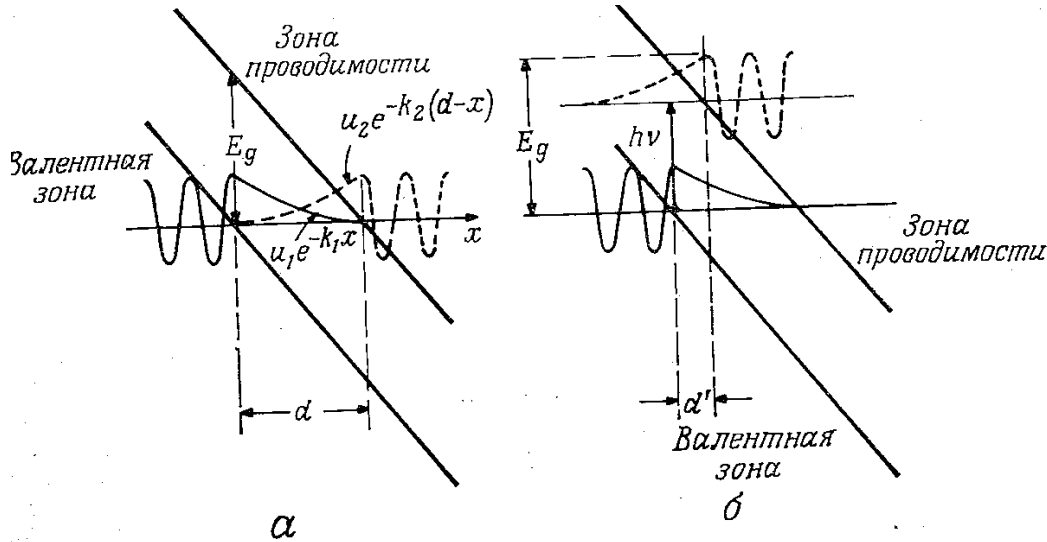


Рис.1.10. Процесс туннелирования электрона: а – без изменения энергии; б – с поглощением фотона.

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

Стационарная концентрация носителей  $\Delta n_{st}$  и может  $\Delta p_{st}$  быть записана в виде произведения числа носителей, возбуждаемых светом в единицу времени в единице объема на среднее время их жизни в зоне до рекомбинации  $\tau_n$ :

$$\Delta n_{st} = \beta k I \tau_n, \quad \Delta p_{st} = \beta k I \tau_p, \quad (1.30)$$

где коэффициент  $\beta$  имеет смысл квантового выхода, то есть определяет число пар, образуемых одним квантом. Обычно квантовый выход не может превышать единицы. Коэффициент  $k$  представляет собой коэффициент поглощения, деленный на энергию фотона. Подставляя значения стационарной концентрации в формулу (1.29), получаем:

$$\Delta \sigma_{st} = \Delta \sigma_n + \Delta \sigma_p = e \beta k I (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p). \quad (1.31)$$

Если бы процесс генерации носителей не сопровождался обратным процессом рекомбинации, то концентрация неравновесных носителей возрастала бы со временем линейно (рис. 1.11).

Очевидно, что интенсивность 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.

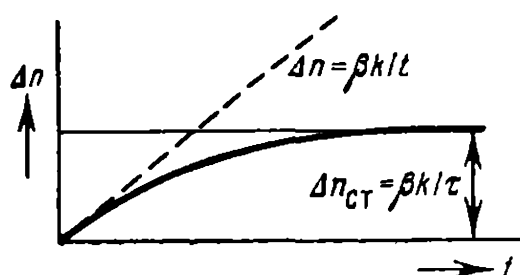


Рис. 1.11. Изменение во времени концентрации неравновесных носителей тока при освещении

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.1.12).

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.

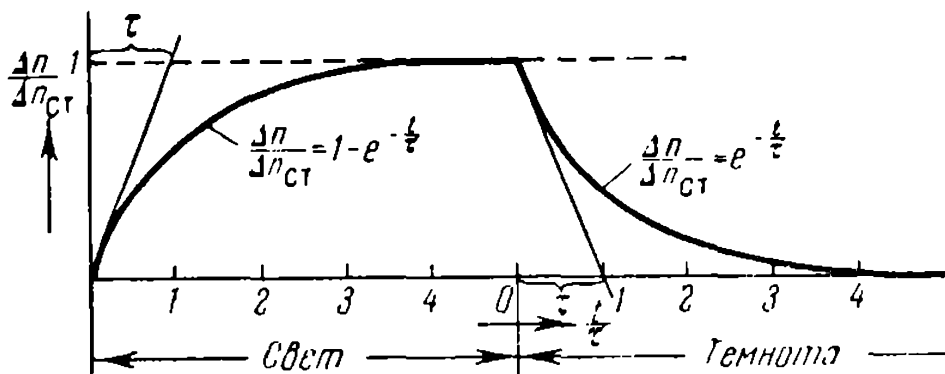


Рис.1.12. Релаксация неравновесной концентрации при возбуждении прямоугольными импульсами света. Случай линейной рекомбинации.

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 1.13.



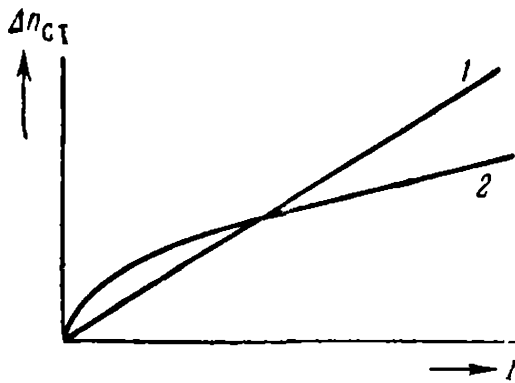


Рис. 1.13. Зависимость стационарной неравновесной концентрации от интенсивности излучения: 1 – линейная рекомбинация, 2 – квадратичная рекомбинация

### 1.3. Излучательный процесс в кристаллических полупроводниках

#### 1.3.1. Механизм излучательного процесса

Излучение – процесс, обратный поглощению. Электрон, занимающий состояние с энергией, более высокой, чем в равновесных условиях, совершает переход в незаполненное низкоэнергетическое состояние. При этом вся или большая часть разницы энергий этих состояний выделяется в виде электромагнитного излучения. Скорость генерации фотонов в единице объема равна произведению плотности носителей в верхнем состоянии  $n_u$  на плотность пустых состояний  $n_i$  с более низкой энергией и на вероятность излучательного перехода  $P_{ui}$  при плотности 1 носитель/см<sup>3</sup> в верхнем состоянии и при плотности 1 вакансия/см<sup>3</sup> в нижнем состоянии:

$$R = n_u n_i P_{ui}. \quad (1.32)$$

Большинство переходов, которые рассматривались нами в качестве примеров механизмов поглощения, могут идти в обратном порядке, создавая характерное излучение. Однако существует важное различие между той информацией, которую можно получить при изучении поглощения, и той, которую можно получить при исследовании излучения в полупроводнике. В процессы поглощения могут вовлекаться все состояния в полупроводнике по обеим сторонам от уровня Ферми, что приводит к широкому спектру, в то время как излучательные переходы происходят между узкой полосой состояний, в которой находятся термализованные электроны, и узкой полосой пустых состояний, содержащих термализованные дырки, и, следовательно, создают узкий спектр.

Главным условием для возникновения излучения является то, что система не должна быть в равновесии. Для отклонения от равновесия требуется одна из форм возбуждения. Процесс излучения света называют люминесценцией. Возбуждение посредством электрического тока (инжекция или пробой) приводит к электролюминесценции. Оптическое возбуждение создает фотолюминесценцию, а возбуждение электронным пучком – катодолюминесценцию. Триболлюминесценция обусловлена

механическим возбуждением. Однако термолюминесценция – не просто следствие теплового возбуждения (в этом случае имело бы место температурное свечение, называемое «инканденсенция»). Для термолюминесценции требуется возбуждение при низкой температуре, чтобы выморозить носители на ловушки, из которых они потом могут быть высвобождены термически.

Флюоресценция – это люминесценция, которая наблюдается только одновременно с возбуждением. Фосфоресценция – это люминесценция, которая продолжается некоторое время после окончания возбуждения.

В равновесии скорость оптической генерации электронно-дырочных пар равна скорости их излучательной рекомбинации – такова простая формулировка соотношения ван Русбрека–Шокли [16].

Если для различных частот фотонов  $\nu$  составить баланс этих процессов, то можно написать, что скорость излучения на частоте  $\nu$ , лежащей в интервале  $d\nu$ , равна

$$R(\nu)d\nu = P(\nu)\rho(\nu)d\nu, \quad (1.33)$$

где  $P(\nu)$  – вероятность поглощения фотона с энергией  $h\nu$  в единицу времени, а  $\rho(\nu)d\nu$  – плотность фотонов с частотой  $\nu$  в интервале  $d\nu$ . Последнюю величину можно получить из закона излучения Планка (предполагая в первом приближении, что коэффициент преломления  $n$  не зависит от частоты  $\nu$ ):

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 n^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} d\nu. \quad (1.34)$$

Вероятность поглощения обратно пропорциональна среднему времени жизни фотона в полупроводнике  $\tau(\nu)$ :

$$P(\nu) = \frac{1}{\tau(\nu)}. \quad (1.35)$$

Среднее время жизни можно рассчитать из среднего свободного пробега  $1/\alpha(\nu)$  для фотона, движущегося со скоростью  $\nu = c/n$ , опять предполагая коэффициент преломления постоянным:

$$\tau(\nu) = \frac{1}{\alpha(\nu)\nu}. \quad (1.36)$$

Следовательно,

$$P(\nu) = \alpha(\nu)\nu = \alpha(\nu) \frac{c}{n}. \quad (1.37)$$

Подставляя (1.34) и (1.37) в (1.33), получаем

$$R(\nu)d\nu = \frac{\alpha(\nu)8\pi\nu^2 n^2}{c^2[\exp(h\nu/k_B T) - 1]} d\nu. \quad (1.38)$$

Равенство (1.38) представляет собой фундаментальное соотношение между наблюдаемым спектром поглощения и ожидаемым спектром излучения. Скорость излучения может быть выражена через коэффициент экстинкции  $k(\nu)$ .

$$\alpha(\nu) = \frac{4\pi\nu k(\nu)}{c}, \quad (1.39)$$

$$R(\nu)d\nu = \frac{32\pi^2 k(\nu)\nu^3 n^2}{c^3 [\exp(h\nu/k_B T) - 1]} d\nu. \quad (1.40)$$

Общее число  $R$  актов рекомбинации в единице объема за секунду получается путем интегрирования по всем частотам фотонов. Для этого удобно сделать замену переменной  $u = h\nu/k_B T$ . Согласно (1.39)

$$u = \alpha(\nu) \frac{c}{4\pi k(\nu)} \frac{h}{k_B T}, \quad (1.41)$$

поэтому

$$R = \frac{8\pi n^2 (k_B T)^3}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\nu) u^2}{e^u - 1} du. \quad (1.42)$$

Равенства (1.38) и (1.42) устанавливают фундаментальную связь между скоростью рекомбинации и коэффициентом поглощения. Хотя вышеприведенная формулировка была первоначально выведена для переходов зона–зона, она справедлива и для переходов между любыми совокупностями состояний.

До сих пор мы рассматривали случаи термического равновесия. Посмотрим, что произойдет при отклонении от равновесия. Будем подразумевать, что обозначение  $p$  относится к концентрации любого сорта незаполненных состояний ниже уровня Ферми, т.е. это могут быть и дырки в валентной зоне, и ионизированные доноры или нейтральные акцепторы, и дырки, относящиеся к экситону.

Пусть  $n_i$  – собственная концентрация носителей. Общая скорость излучательной рекомбинации  $R_c$  пропорциональна концентрации электронов  $n$  и концентрации пустых состояний  $p$ :

$$R_c = \frac{np}{(n_i)^2} R. \quad (1.43)$$

Равенство (1.43) показывает, что время жизни носителей уменьшается при возрастании концентрации носителей, а также то, что общая скорость излучательной рекомбинации становится равной  $R$ , когда произведение  $np$  приближается к собственному равновесному значению  $n_i^2$ .

Выразим концентрации носителей через отклонения от равновесных значений:  $n = n_0 + \Delta n$ ;  $p = p_0 + \Delta p$ , тогда скорость рекомбинации примет вид

$$R + \Delta R = \frac{(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p)}{n_0 p_0} R = \frac{n_0 p_0 + p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \Delta p}{n_0 p_0} R$$

или, в пренебрежении малым членом  $\Delta n \Delta p$ ,

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta n}{n_0} + \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (1.44)$$

Исходя из этого, можно найти излучательное время жизни неравновесных носителей, предполагая  $\Delta n = \Delta p$ :

$$\tau = \frac{\Delta n}{\Delta R} = \frac{1}{R} \frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0}. \quad (1.45)$$

Для собственного полупроводника, когда  $n_0 = p_0 = n_i$ , получаем

$$\tau = \frac{n_i}{2R}. \quad (1.46)$$

### 1.3.2. Эффективность излучения

Переходы из верхнего в более низкоэнергетическое состояние могут носить сложный характер и происходить через промежуточные состояния. Эти состояния в запрещенной зоне могут соответствовать уровням легирующих примесей или неконтролируемых дефектов. Энергия промежуточных состояний может соответствовать излучательным или безизлучательным переходам. Сложные переходы могут существенно влиять на эффективность излучательных переходов из верхнего состояния в нижнее. Рассмотрим случай одного промежуточного состояния (рис.1.14).

Ясно, что в модели дискретных состояний, изображенной на рисунке, промежуточный уровень не участвует в процессе поглощения фотонов с энергией  $h\nu$ . Для рекомбинационных же процессов возможны два пути, и следовательно, имеют место два конкурирующих процесса: излучательный переход с испусканием фотона  $h\nu$  и переход  $u \rightarrow i \rightarrow l$ , который (если он носит излучательный характер) дает фотоны с энергией, меньшей  $h\nu$ . Часто переходы  $u \rightarrow i \rightarrow l$  доминируют и делают слабыми излучательные переходы с энергией  $h\nu$ . Тем не менее, излучательные переходы  $u \rightarrow l$  по-прежнему описываются формулой (1.38). Однако число носителей, принимающих участие в этом процессе, уменьшено влиянием конкурирующего процесса, который может быть охарактеризован временем рекомбинации  $\tau'$ . Следовательно, эффективное время рекомбинации определяется из равенства

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau'}. \quad (1.47)$$

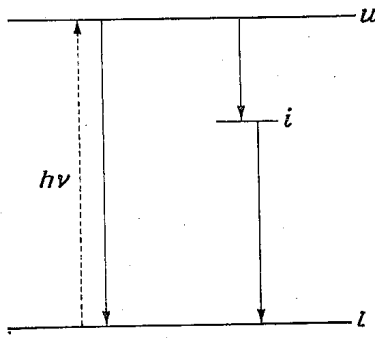


Рис. 1.14. Переходы из верхнего в более низкоэнергетическое состояние в случае одного промежуточного состояния.

Комбинируя (1.43), (1.42) и (1.39), получаем общую скорость рекомбинации

$$R = \frac{1}{\tau_{eff}} \frac{np}{2n_i}$$

в то время как скорость излучательной рекомбинации равна

$$R_c = \frac{1}{\tau} \frac{np}{2n_i}$$

Следовательно, эффективность излучения равна

$$\eta = \frac{R_c}{R} = \frac{1}{1 + \tau/\tau'} \quad (1.48)$$

### 1.3.3. Переходы «зона проводимости – валентная зона»

#### Прямые переходы

В полупроводнике с прямой запрещенной зоной переходы с сохранением импульса связывают состояния, имеющие одинаковое значение  $\mathbf{k}$ . Следовательно, как и при соответствующих процессах поглощения, спектр излучения описывается выражением

$$L(\nu) = B(h\nu - E_g)^{1/2}, \quad (1.49)$$

в котором коэффициент  $B$  может быть рассчитан по формуле

$$B = \frac{2q^2(m_r^*)^{3/2}}{nch^2m_e^*}, \quad (1.50)$$

где  $m_e^*$  – приведенная масса:  $1/m_r^* = 1/m_e^* + 1/m_h^*$ . Следовательно, излучение должно иметь порог со стороны низких энергий при  $h\nu = E_g$ . При возрастании скорости возбуждения, а также при увеличении температуры заполняются более высокие состояния в зоне, обуславливая излучение при более высоких энергиях фотонов. Таким образом, для рекомбинации свободных носителей характерен зависящий от температуры

высокоэнергетический хвост, в то время как низкоэнергетический край спектра круто обрезан при  $h\nu = E_g$ . При слабом возбуждении полуширина спектра излучения равна приблизительно  $0,7 k_B T$ .

### Непрямые переходы

В полупроводнике с непрямой запрещенной зоной все заполненные верхние состояния взаимодействуют со всеми нижними пустыми состояниями. Однако в переходах должны принимать участие промежуточные процессы, которые обеспечивают сохранение импульса (рис.1.16). Наиболее вероятным промежуточным процессом является эмиссия фонона. Другой возможный процесс – поглощение фонона; он хорошо различим на спектрах поглощения, но несущественен при излучении. Число фононов, которые могут быть поглощены, невелико и уменьшается с понижением температуры, в то время как испускание фононов электронами, уже находящимися в высокоэнергетическом состоянии, весьма вероятно. Кроме того, оптический переход, сопровождающийся испусканием фонона, имеет меньшую энергию, чем ширина запрещенной зоны, тогда как при поглощении фонона возникает фотон с более высокой энергией, не меньше, чем  $E_g + E_p$ , который может быть вновь легко поглощен полупроводником.

В материале с непрямой запрещенной зоной при высоких уровнях возбуждения, когда увеличивается населенность зон и квазиуровни Ферми смещаются глубже в зоны, спектр излучения включает все возможные переходы между любыми двумя состояниями, отстоящими на величину  $h\nu$ , несмотря на разницу в импульсе между начальным и конечным состояниями. Следовательно, спектр излучения описывается выражением

$$L(\nu) = \int_{E_g - E_p}^{\infty} B' n(E) p(E) dE, \quad (1.51)$$

которое по аналогии с выводом для коэффициента поглощения (1.24) и в предположении о единичной вероятности для фононной эмиссии можно переписать в виде

$$L(\nu) = \int_{E_g - E_p}^{\infty} B' (h\nu - E_g + E_p)^2 dE. \quad (1.52)$$

Сравнение прямых и непрямых переходов показывает, что вероятность непрямых переходов растет с увеличением энергии в области выше порога излучения гораздо быстрее (степень 2), чем вероятность прямых переходов (степень 1/2) (рис.1.17). Однако вероятность перехода  $B'$  для непрямых переходов гораздо меньше.

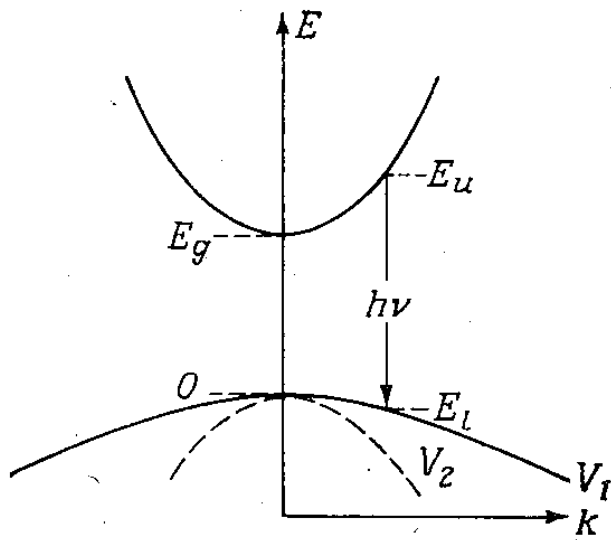


Рис. 1.15. Прямые излучательные переходы зона – зона.

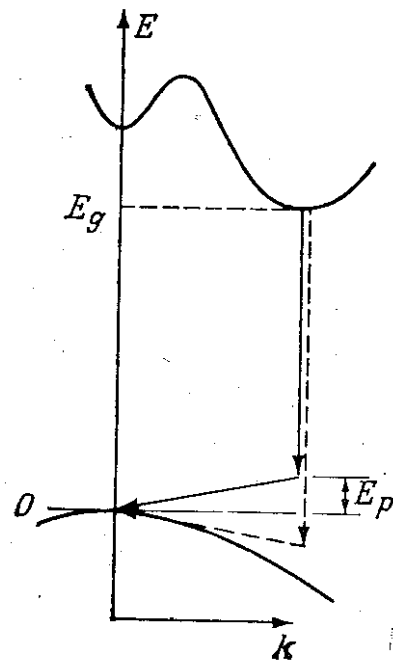


Рис. 1.16. Непрямые излучательные переходы зона – зона.

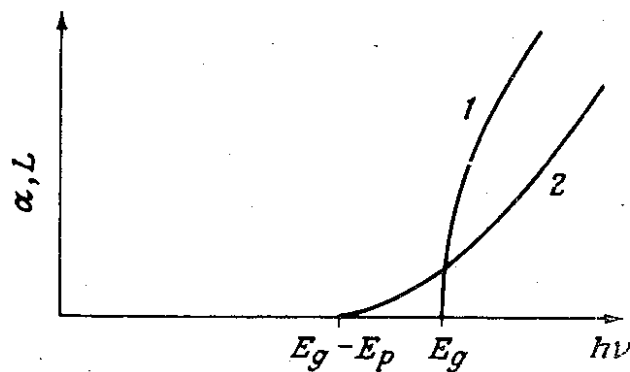


Рис. 1.17. Сравнение интенсивности прямых и непрямых переходов.

### 1.3.4. Самопоглощение

Самопоглощение влияет на форму спектра излучения. Если спектр  $L_0(\nu)$  эмитирован в некоторой точке на расстоянии  $d$  от поверхности с коэффициентом отражения  $R$ , через которую выходит излучение, а коэффициент поглощения равен  $\alpha(\nu)$ , то излучаемый спектр дается выражением

$$L(\nu) = (1 - R)L_0(\nu)e^{-\alpha(\nu)d}. \quad (1.53)$$

Если же излучательная рекомбинация происходит однородно, внутри всего образца толщиной  $l$ , то излученный наружу, в одном направлении, спектр описывается выражением

$$L(\nu) = (1 - R) \frac{L_0(\nu)}{t} \int_0^t e^{-\alpha x} dx,$$

$$L(\nu) = (1 - R)L_0(\nu) \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t}. \quad (1.54)$$

Влияние самопоглощения на спектр излучения можно наглядно продемонстрировать на примере германия – типичного полупроводника с непрямой запрещенной зоной (рис.1.18).

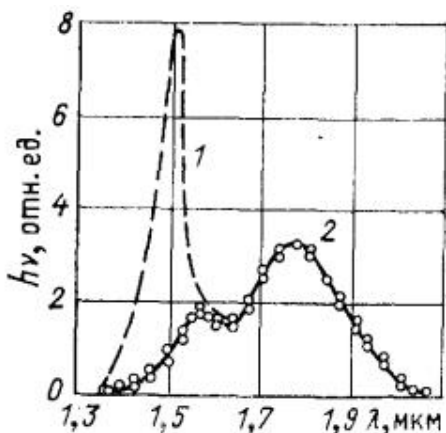


Рис. 1.18. Спектр излучения германия: кривая 2 – экспериментальная; кривая 1 получена с учетом реабсорбции (самопоглощения).

### 1.3.5. Инверсия населенности в полупроводниках

В случае термодинамического равновесия суммарный коэффициент поглощения является положительным при любой конечной температуре. 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 превышает число возбужденных. Чтобы создать среду с отрицательным поглощением, необходимо осуществить неравновесное состояние, при котором число возбужденных атомов было бы больше числа невозбужденных [2].

Коэффициент поглощения света средой  $\alpha$  существенно зависит от разности заполнения электронами энергетических уровней, между которыми происходят электронные переходы. Если в отсутствие света электронный газ находится в равновесии, то  $\alpha > 0$ , 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 ( $\alpha < 0$ ) 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



$$f(E_{\lambda'}) = \frac{1}{\exp \frac{E_{\lambda'} - F_n}{k_B T} + 1} > f(E_{\lambda}) = \frac{1}{\exp \frac{E_{\lambda} - F_p}{k_B T} + 1} \quad (1.55)$$

Отсюда получаем

$$F_n - F_p > E_{\lambda'} - E_{\lambda}. \quad (1.56)$$

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

$$F_n - F_p > E_g. \quad (1.57)$$

Следовательно, накачка должна быть настолько сильной, чтобы квазиуровни Ферми оказались внутри разрешенных зон энергии, то есть чтобы электронный и дырочный газы стали вырожденными (рис. 1.19). 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

$$E_g < \hbar\omega < F_n - F_p, \quad (1.58)$$

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 (1.57) 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.

Для многодолинных полупроводников условие (1.57) запишется как

$$F_n - F_p > E_g - \hbar\omega_{\phi}, \quad (1.59)$$

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.

### 1.3.6. Спонтанные и вынужденные переходы

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

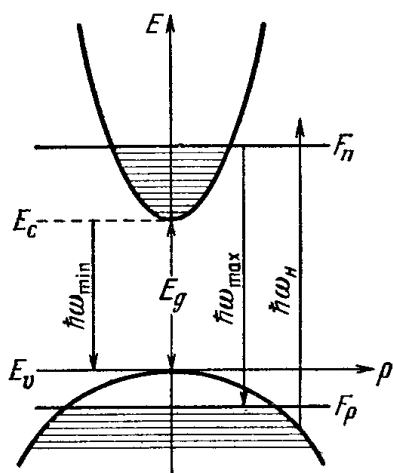


Рис. 1.19. Инверсное распределение электронов в однодолинном полупроводнике.

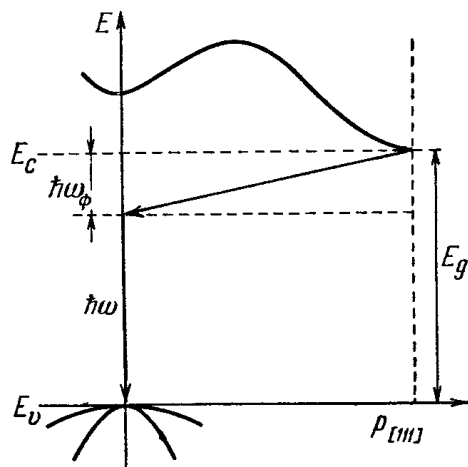


Рис. 1.20. Электронные переходы в многодолинном полупроводнике.

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.

## 1.4. Фотогальванические и фотомагнитные эффекты в полупроводниках

### 1.4.1. Эффект Дембера (фотогальванический)

Эффект заключается в возникновении ЭДС в однородном полупроводнике при его неравномерном освещении. Открыт немецким физиком Х. Дембером в 1931 г.

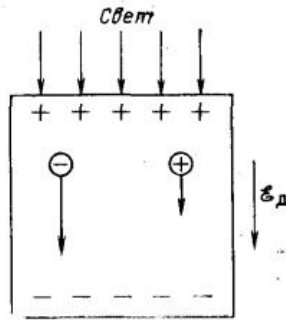


Рис. 1.21. Возникновение ЭДС Дембера.

ЭДС возникает за счет разницы концентраций новых носителей заряда, которые появились в результате освещения [2]. 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:

$$U = - \frac{D_n - D_p}{u_n + u_p} \int_0^l \frac{d\sigma}{\sigma}, \quad (1.60)$$

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

#### 1.4.2. Фотодиэлектрический эффект

Эффект заключается в изменении статической (низкочастотной) диэлектрической проницаемости среды под действием электромагнитного излучения. Электромагнитное поле может изменять как действительную (статическую)  $\epsilon_1$ , так и мнимую  $\epsilon_2$  части диэлектрической проницаемости. Изменение величины  $\epsilon_2$  связано с фотопроводимостью. Величина же  $\epsilon_1$  изменяется при облучении среды за счёт перехода части атомов или молекул в возбуждённые состояния, в которых их поляризуемость отлична от поляризуемости 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 поляризуемость и поляризуемость кристалла в целом.

#### 1.4.3. Фотомагнитоэлектрический эффект (Кикоина–Носкова)

Эффект заключается в возникновении электрического поля (ЭДС) в освещённом полупроводнике, помещённом в магнитное поле [2].

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. 1.22), 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. 1.23).

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 ( $uH/c \ll 1$ , где  $u$  – подвижность носителей заряда) плотность тока

$$j_x = -eD \frac{H}{c} (u_n + u_p) \frac{dn}{dy}. \quad (1.61)$$

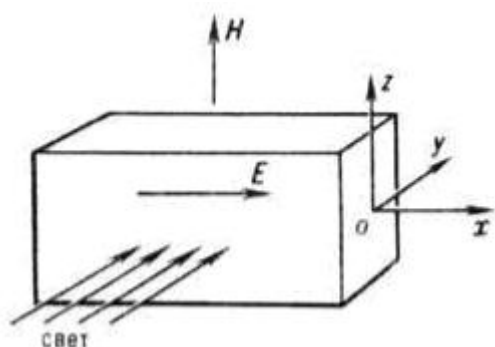


Рис. 1.22. Образец для измерения фотомагнитоэлектрического эффекта.

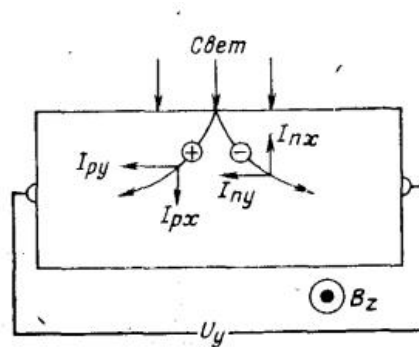


Рис. 1.23. Возникновение напряжения  $U_y$  при фотомагнитоэлектрическом эффекте.

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 некороткозамкнутом 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 острие иглы цилиндрический образец из Ge при освещении в магнитном поле непрерывно вращался вокруг оси (рис. 1.24).

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. 1.25) 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  $\theta$  – угол между диффузионным потоком носителей и  $\mathbf{H}$ .

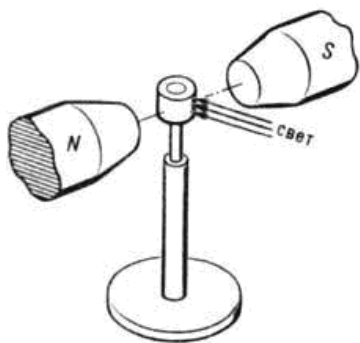


Рис. 1.24. Схема регистрации замкнутого циркулирующего тока в полупроводнике.

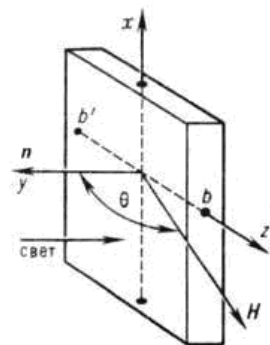


Рис.1.25. Наблюдение четного фотомагнитоэлектрического эффекта.

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.

## **1.5.Аморфные полупроводники**

### ***1.5.1. Структура аморфных полупроводников, запрещенная зона по подвижности, механизмы образования дефектов***

Для выяснения понятия “аморфный” необходимо понять разницу между ближним и дальним порядками в твердом теле [2]. Ближним пространственным порядком в области до первого и второго соседних атомов обладают все твердые и жидкие 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.1.26). При изменении углов между связями на несколько градусов, вращении атома вокруг оси связи и небольших (на несколько процентов) статистических отклонений атомного расстояния дальний порядок разрушается полностью [5].

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.

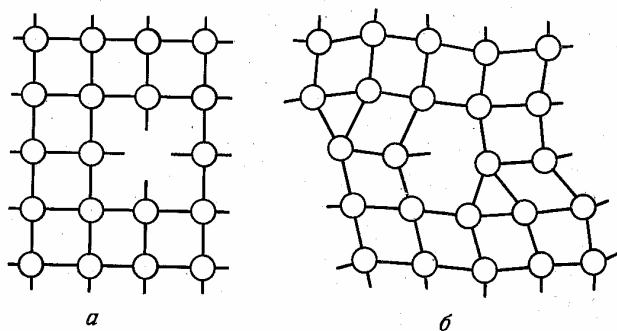


Рис.1.26. Двумерные схемы свободных валентных связей в дефектах  
 а – оборванные валентные связи вблизи вакансии в упорядоченной структуре;  
 б – насыщенные и свободные валентные связи в неупорядоченной структуре.

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  $10^{19} \text{ см}^{-1}$ .

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.1.27).

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 [6]. Он теоретически показал, что при наличии структурного беспорядка единственный тип волновой функции электрона, который может существовать для энергий, лежащих внутри запрещенной зоны, – это функция, локализованная около какого-то дефекта. При наличии такого дефекта может существовать волновая функция связанного состояния, сосредоточенная около точки расположения дефекта  $\mathbf{r}_0$ .

$$\Psi = A \exp[-ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|]. \quad (1.62)$$

Поскольку  $k$  – мнимая величина, эта волновая функция монотонно спадает при удалении от точки  $\mathbf{r}_0$  в любом направлении, что указывает на локализацию плотности заряда  $-e|\Psi|^2$ . Электрон может быть захвачен локальным электрическим полем дефекта; при этом он будет обладать энергией, запрещенной для свободно движущихся электронов.

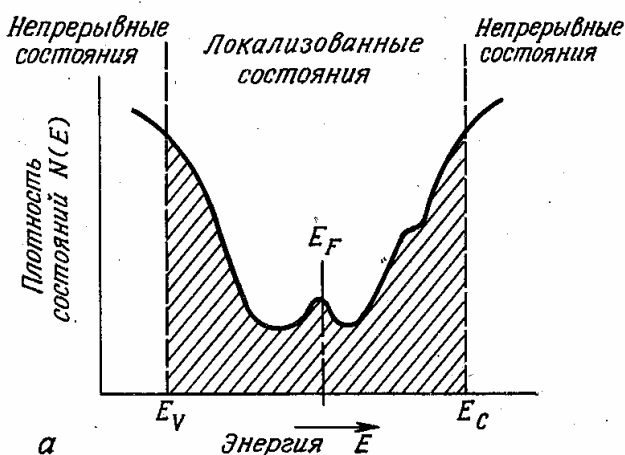


Рис. 1.27. Типичное распределение плотности состояний  $N(E)$  электронов по энергиям.

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.1.28).

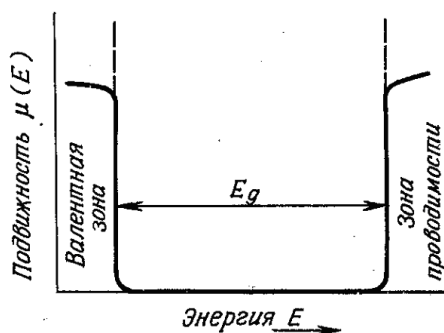


Рис.1.28. Зависимость подвижности носителей заряда от энергии.



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 электронных состояний, плотность которых  $g(E)$  спадает вглубь запрещённой зоны, образуя "хвосты" плотности состояний (рис. 1.32, а).

Электронные состояния в "хвостах" делятся на локализованные и делокализованные (токопроводящие). Резкие границы между этими состояниями называются краями подвижности ( $E_C$  и  $E_V$ , рис. 1.29), расстояние между ними называется запрещённой зоной (или щелью) по подвижности  $E_g^M$ .

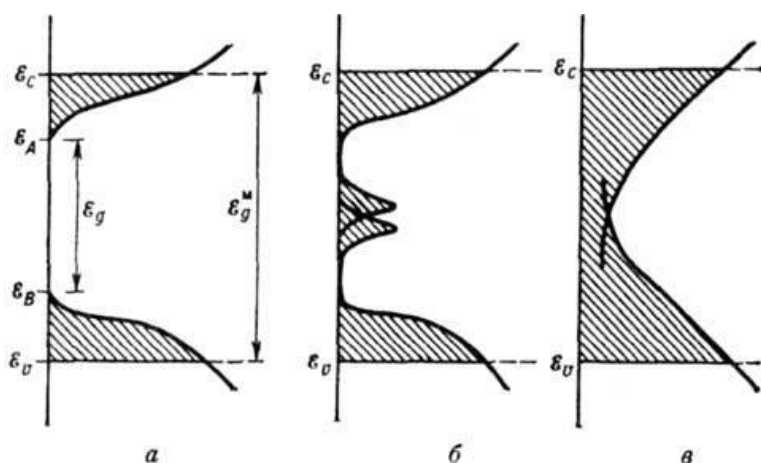


Рис. 1.29. Схемы энергетического спектра ХСП  $As_2Se_2$ . Области локализованных состояний заштрихованы.  $E_A, E_B$  – границы областей с высокими плотностями состояний;  $E_g^M$  – запрещённая зона по подвижности.

Максимумы  $g(E)$ , обусловленные дефектами структуры, могут возникать внутри щели и перекрываться друг с другом, как и сами "хвосты" (рис. 1.29 б, в). В соответствии с этим выделяют три механизма проводимости, которые преобладают в различных температурных интервалах (рис. 1.30).

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  $\sigma$  и температурой  $T$  в аморфных полупроводниках выражается зависимостью

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[ -\frac{(E_C - E_F)}{k_B T} \right] = \sigma_0 \exp(-\Delta E/k_B T), \quad (1.63)$$

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

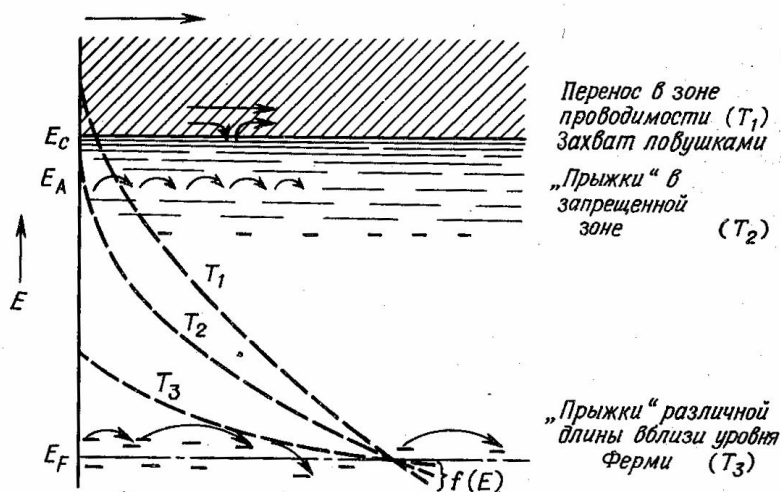


Рис. 1.30. Механизмы фотопроводимости. Механизмы 1 и 2 более характерны для халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), случай 3 – для элементарных тетраэдрических аморфных полупроводников (ЭТАП).

В случае электронной проводимости  $\Delta E$  представляет собой разность энергий нижнего края зоны проводимости и уровня Ферми. В случае дырочной проводимости  $\Delta E$  – 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 могут 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, возбужденных в локализованные состояния вблизи краёв подвижности, описывается формулой

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[ -\frac{(E_A - E_F + W)}{k_B T} \right], \quad (1.64)$$

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

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:

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[ -\left( T_0 / T \right)^{1/4} \right]. \quad (1.65)$$

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).

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 ( $10^{-5}$ – $10^{-8} \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ) 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, SiH<sub>4</sub> или GeH<sub>4</sub>) 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 Р и В.

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  $\sigma$ ). 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. Халькогены имеют 6 внешних электронов, так что они проявляют валентность минус два. Атомы двухвалентных халькогенов образуют друг с другом цепи и кольца и ван-дер-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 полного насыщения. Поэтому легировать халькогенидные полупроводники в обычном смысле невозможно.

Второй характерной особенностью атомных оболочек халькогенов является наличие четырех электронов, не участвующих в образовании связей [5]. 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 (рис.1.31). 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 смещено вправо:  $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$ . Появление энергии, необходимой для возникновения (вопреки кулоновскому отталкиванию электронов) дефекта  $D^-$ , связано с локальной перестройкой решетки. В этом случае можно говорить об отрицательной эффективной корреляционной энергии дефекта, содержащего два электрона. Полагают, что решетка деформируется 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.

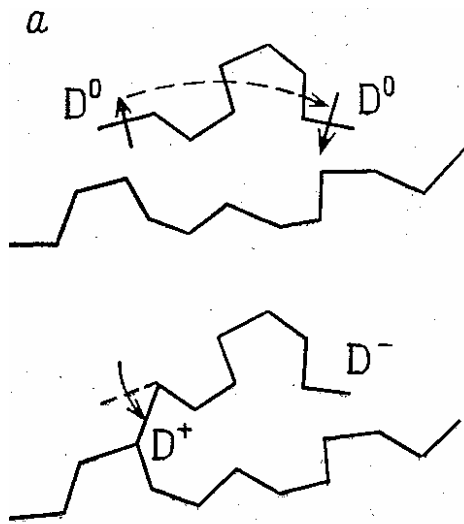


Рис. 1.31. Дефекты в халькогенидах. Иллюстрация перехода электрона с конца одной цепочки на другую, создающего два заряженных дефекта. Реакция экзотермическая. Дефект  $D^+$  образует атом, координированный с тремя соседями.

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).

### 1.6.2. Оптические свойства аморфных полупроводников

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, 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 [5].

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:

$$I(E) \sim (E - E_g)^r, E > E_g, \quad (1.66)$$

где обычно показатель  $r \approx 2$ , так что кривая описывается параболой. Выражение (1.65) 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.

Спектры поглощения аморфного фотопроводника отличаются от спектров этого же полупроводника в кристаллическом состоянии сдвигом края поглощения в длинноволновую область и уширением спектрального максимума (рис.1.35).

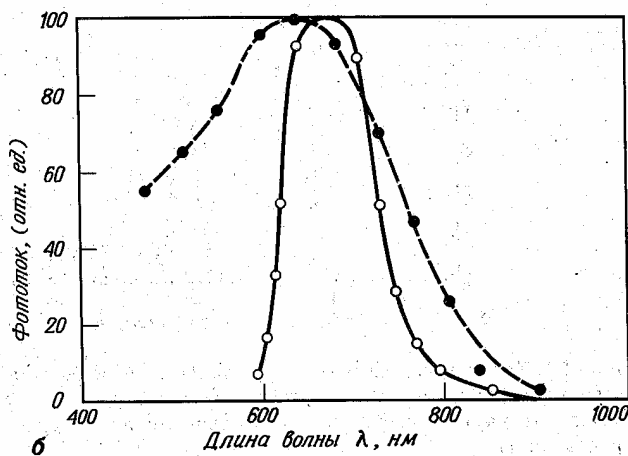


Рис. 1.35. Зависимость фототока от длины волны ( $\lambda$ ) в аморфном (штрих) и кристаллическом (сплошная линия)  $As_2Se_3$ .

### Вопросы для самопроверки к разделу 1

1. В чем заключается разница между проводниками и диэлектриками с точки зрения зонной теории?
2. Как кинетическая энергия электрона связана с его квазиимпульсом  $p$  при малых значениях квазиимпульса?
3. Что такое эффективная масса носителя в твердом теле?
4. Как выглядят изоэнергетические поверхности реальных полупроводников?
5. Как вычислить концентрацию электронов с заданной энергией?

6. Что такое экситоны и как они образуются?
7. По какому признаку собственные (межзонные) переходы делятся на разрешенные и запрещенные?
8. Какие полупроводники являются прямозонными?
9. Как соотносятся оптическая и термическая ширина запрещенной зоны в непрямозонных полупроводниках?
10. В чем заключается эффект Келдыша–Франца?
11. Что такое собственный и примесный фотоэффект в полупроводнике?
12. От каких параметров зависит стационарная проводимость фотопроводника?
13. В каких случаях имеет место линейная, а в каких – квадратичная рекомбинация неравновесных носителей заряда?
14. Почему спектр поглощения полупроводника шире его спектра излучения?
15. Как время жизни носителей заряда зависит от их концентрации?
16. В каких полупроводниках имеет место самопоглощение и как оно влияет на спектр излучения?
17. Каким образом может быть достигнута инверсная заселенность уровней в полупроводнике?
18. Что такое вынужденные межзонные переходы и чем они могут быть вызваны?
19. Почему аморфные полупроводники обладают полупроводниковыми свойствами, несмотря на то, что плотность состояний в зоне нигде не обращается в ноль?
20. Какие существуют основные классы аморфных полупроводников? Какие из них являются фотопроводниками?
21. Каковы основные механизмы электрической проводимости аморфных полупроводников?

## **Раздел 2. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР**

### **2.1. Контактные явления в полупроводниках**

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 происходит перераспределение носителей заряда, в результате чего в полупроводнике появляется объемный заряд и внутреннее электрическое поле [2].

В области, прилегающей к поверхности полупроводника, распределение концентрации носителей заряда изменяется по сравнению с объемом. В приповерхностной области наблюдается пониженная или повышенная концентрация электронов в зависимости от полярности



приложенного поля. Избыточная концентрация электронов (или дырок), а значит, и объемный заряд, уменьшаются с увеличением расстояния от поверхности вглубь полупроводника. Напряженность поля объемного заряда максимальна на поверхности полупроводника.

Электрическое поле изменяет потенциальную энергию электронов на величину, равную  $U(\mathbf{r}) = -e\varphi(\mathbf{r})$ , где  $\varphi(\mathbf{r})$  – потенциал поля. Следовательно, электрическое поле вызывает 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 [17].

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 требуется энергия, равная  $\chi_0 = E_a - E_c$ , которая называется сродством к электрону. 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

$$\Phi = \chi_0 + E_c - E_F = E_a - E_F. \quad (2.1)$$

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

### **2.1.1. Контакт металл – полупроводник**

При контакте полупроводника с металлом возникает ток, который будет течь до тех пор, пока уровни Ферми в системе не выровняются [2, 17, 18]. 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  $e\varphi_k$ .

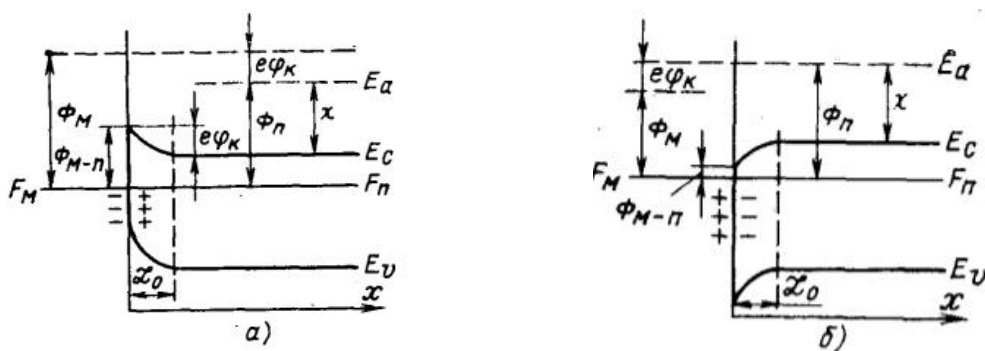


Рис. 2.1. Контакт металл – электронный полупроводник в случае  $\Phi_M > \Phi_S$  (а) и  $\Phi_M < \Phi_S$  (б).

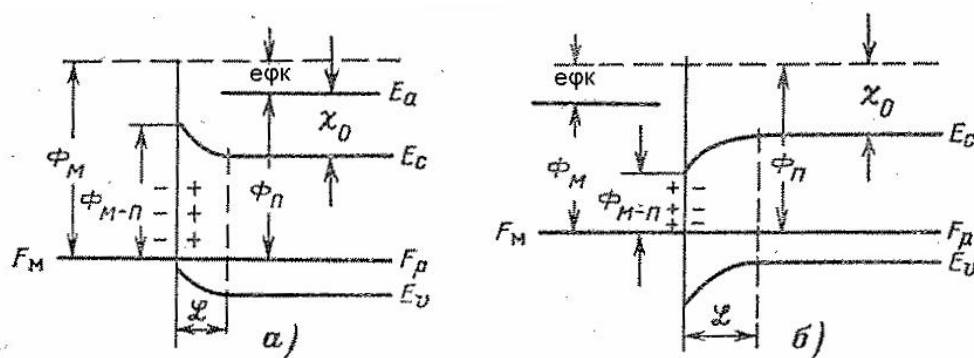


Рис. 2.2. Контакт металл – дырочный полупроводник в случае  $\Phi_M > \Phi_S$  (а) и  $\Phi_M < \Phi_S$  (б).

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 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.

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.

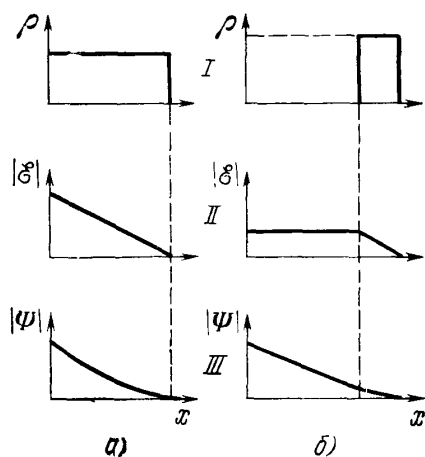


Рис. 2.3. Барьеры Шоттки (а) и Мота (б).

$I$  – плотность заряда,

$II$  – напряженность электрического поля,

$III$  – электростатический потенциал.

### 2.1.2. 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.2.4, 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. 2.4 показаны потенциальные барьеры для электронов и дырок и 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 уравнивается дрейфовым током неосновных.

## **2.2. Физические принципы работы фотоэлектрических элементов твердотельной оптоэлектроники**

### **2.2.1. *p-n* 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 [2, 19].

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 2.6.

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.2.6, в). Электроны из *n*-области и дырки из *p*-области, преодолевая пониженный потенциальный барьер  $e(\phi_k - U)$ , 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.

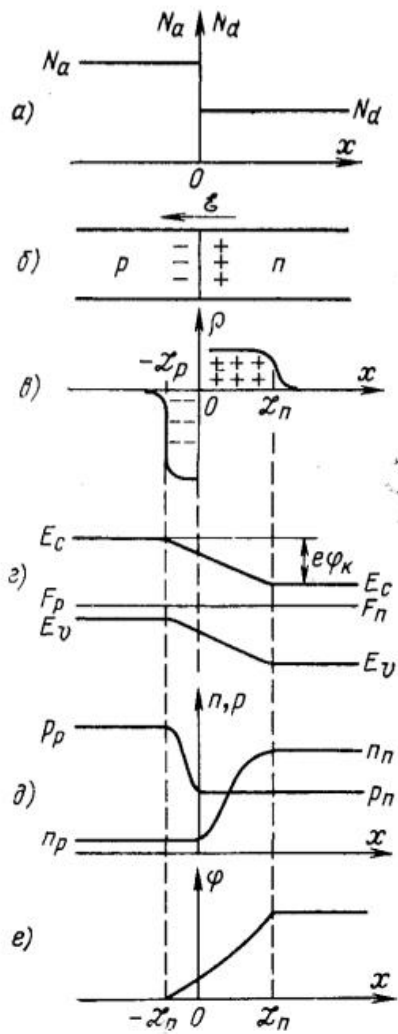


Рис. 2.4. Распределение примесей (а), разделение зарядов и возникновение электрического поля (б), распределение объемного заряда (в), зонная структура (г), распределение концентрации электронов и дырок (д) и изменение потенциала (е) в контакте электронного и дырочного полупроводников.

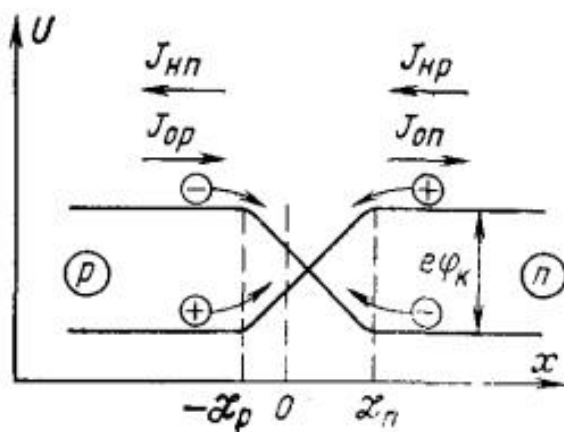


Рис. 2.5. Потенциальные барьеры для дырок и электронов в  $p$ - $n$  переходе.

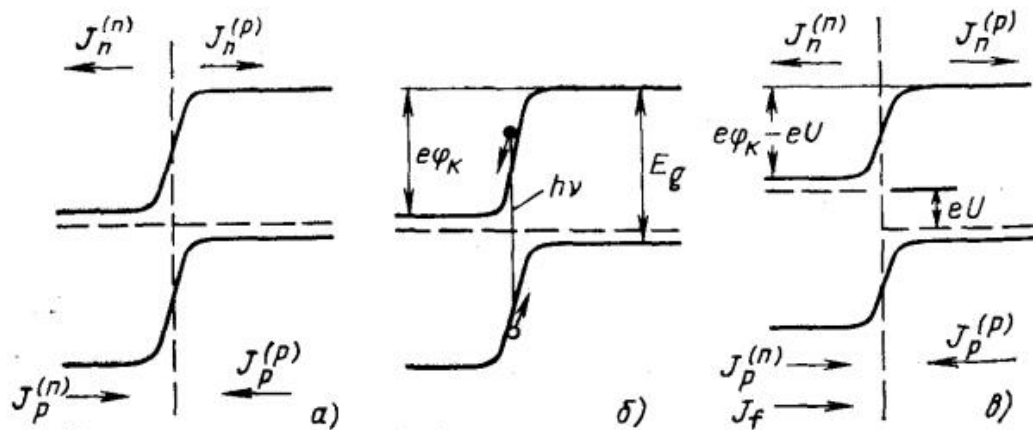


Рис.2.6. Энергетическая схема  $p$ - $n$  перехода и токи при термодинамическом равновесии (а) и при освещении (б, в)

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 вентильной эдс. 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. 2.7) падают фотоны с энергией  $h\nu > e\phi_k$ . 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 возникает фотоэдс. Электроны, возбужденные из валентной зоны полупроводника в металл, 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.

На рисунке 2.8 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, простирающаяся в длинноволновую область и связанная с миграцией горячих электронов из металла в полупроводник с переходом через барьер.

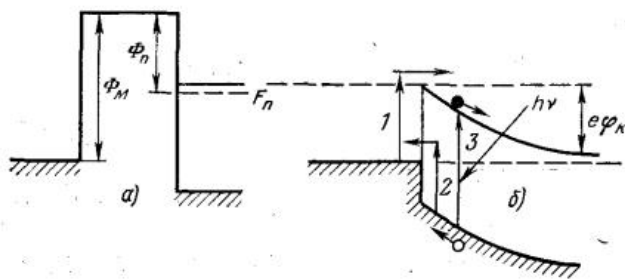


Рис.2.7. Процессы внутренней фотоэмиссии в барьере Шоттки.

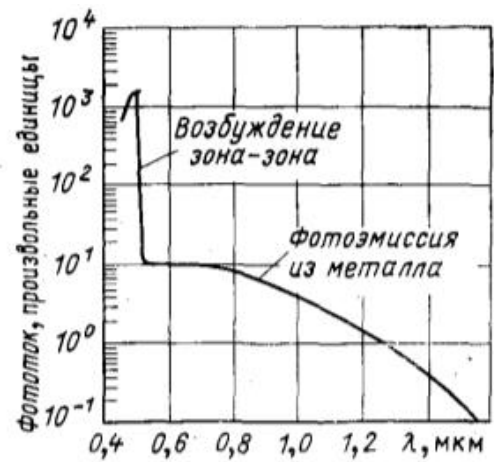


Рис. 2.8. Спектральная зависимость фототока контакта металл – полупроводник

Следует различать две принципиально отличные схемы включения фотоэлемента с  $p-n$  переходом. В первой из них фотоэлемент непосредственно замкнут на внешнюю нагрузку (рис. 2.9, 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 подавалось обратное смещение. Такая схема включения называется фотодиодной (рис. 2.9, 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.

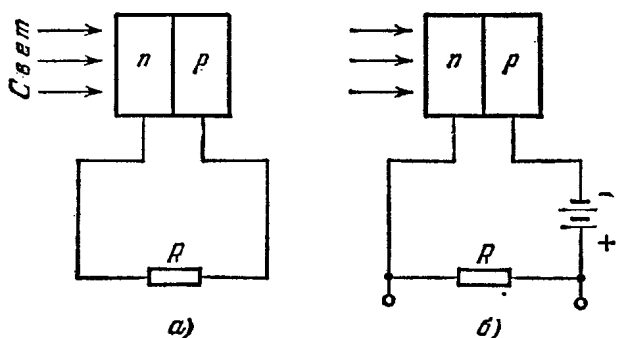


Рис. 2.9. Схемы включения  $p-n$  перехода в вентильном (а) и фотодиодном (б) режиме.

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  $i_{ing}$ , обусловленный инжекцией дырок в  $n$ - область и электронов в  $p$ -область, уже не будут компенсировать друг друга. Поэтому в цепи потечет ток:

$$i = i_I - i_{ing} = i_I - i_S \left[ \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (2.2)$$

где  $i_S$  – ток насыщения. Соотношение (2.2) является основным в теории вентильных фотоэлементов.

Зависимость  $i$  от  $u$  для идеального вентильного фотоэлемента показана на рисунке 2.10. Кривая 1 дает зависимость темного 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  $i_I$ .

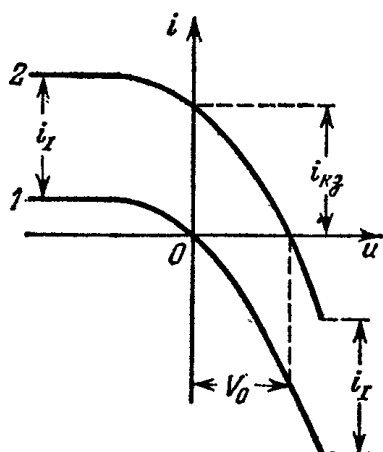


Рис. 2.10. ВАХ идеального фотоэлемента в темноте (1) и при освещении (2).

Таким образом, свойства идеального вентильного фотоэлемента можно описать с помощью эквивалентной схемы из генератора тока и идеального диода, соединенных параллельно (рис.2.11, а). При этом согласно закону Кирхгофа  $i_I = i_{ing} + i$ , что и приводит к формуле 2.2.

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. 2.11, 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



$i_{r1}$ , причем потенциал  $p$ -области оказывается положительным относительно  $n$ -области. Поэтому появляется диодный ток  $i_{ing}$ , противоположный световому току  $i_l$ , что и приводит к уменьшению тока короткого замыкания.

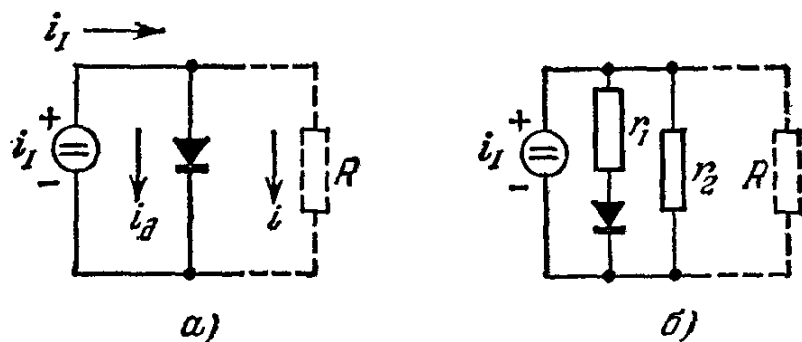


Рис. 2.11.  
Эквивалентные  
схемы идеального  
(а) и реального (б)  
вентильных  
элементов

### 2.2.2. Гетеропереход

Гетеропереход в общем случае определяется как граница раздела между двумя полупроводниковыми веществами, имеющими различную ширину запрещенной зоны [1, 2, 13]. 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  $p$ - $n$  гетероперехода** пренебрегает влиянием диполей и состояний на границе раздела. На рис. 2.12(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 полупроводники имеют различную ширину запрещенной зоны  $E_g$ , различную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$ , различную работу выхода  $\phi$  и различное электронное сродство  $\chi$ . Электронное сродство 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. 2.12 видно, что разрыв в зоне проводимости  $\Delta E_c$  равен разности энергий электронного сродства 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.

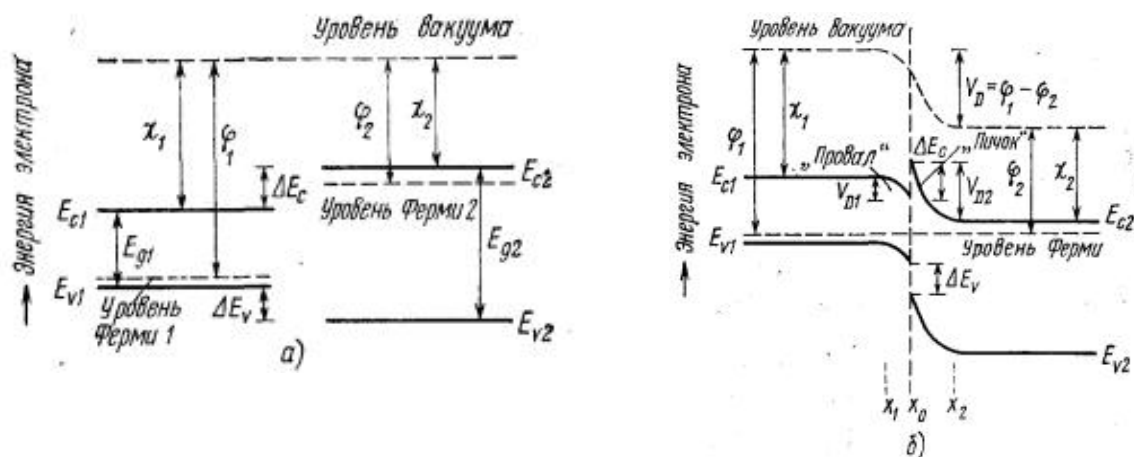


Рис. 2.12. Равновесные диаграммы энергетических зон до (а) и после (б) образования резкого *p-n* гетероперехода.

В этой модели предсказываемая ВАХ выражается формулой

$$I = A \exp(-qV_{D2}/kT) \cdot [\exp(qV_2/kT) - \exp(qV_1/kT)]. \quad (2.3)$$

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

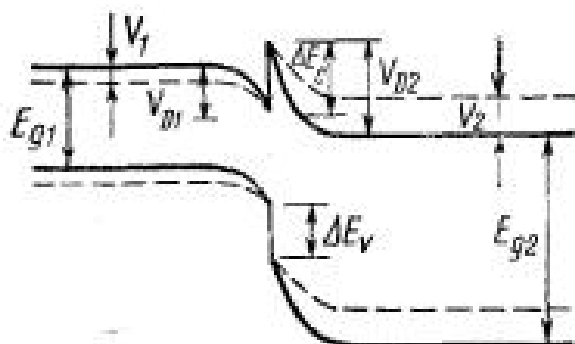


Рис. 2.13. Диаграмма энергетических зон резкого *p-n* гетероперехода при прямом смещении. Непрерывные линии соответствуют нулевому смещению.

**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. 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 металл-полупроводник, причем граничная концентрация носителей тока зависит от приложенного напряжения.

### 2.2.3. 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[8].

На рисунке 2.14 показан принцип действия простейшего инжекционного лазера на  $p$ - $n$  переходе.

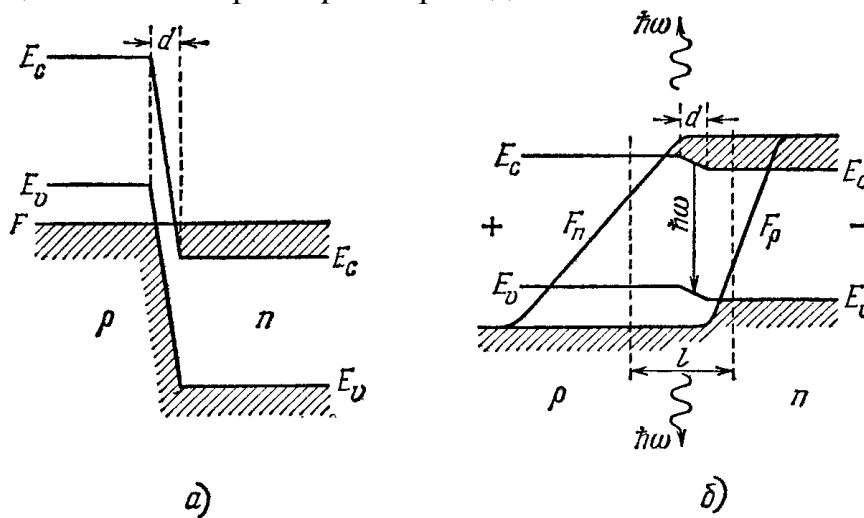


Рис. 2.14. Энергетическая диаграмма инжекционного полупроводникового лазера. а) Вырожденный  $p$ - $n$  переход без внешнего напряжения. б) Вырожденный  $p$ - $n$  переход при прямом смещении  $d$  – технологическая ширина перехода,  $l$  – ширина активной области ( $F_n - F_p > E_g$ ).

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. Неравновесные 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. 2.14,б. Из рисунка видно, что в окрестности 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).

#### **2.2.4. Лазеры на гетеропереходах**

Наиболее простой и эффективный способ получения инверсии населенности в  $p$ - $n$  переходах – инжекция 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. 2.15 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 (наиболее высокоомной области), вследствие чего равновесие носителей тока нарушается. Если распределение электронов и дырок в состоянии теплового равновесия можно было описать с помощью квазиуровня Ферми, то при приложении 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 области перехода 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  $Ga_{1-x}Al_xAs$ . [1, 2]. Энергетическая структура и конструкция лазерного диода на  $p-n$  переходе представлены на рис. 2.15. а, б. Обычно  $p-n$  переход формируется путем эпитаксиального выращивания слоя  $p$ -типа на подложке  $n$ -типа.

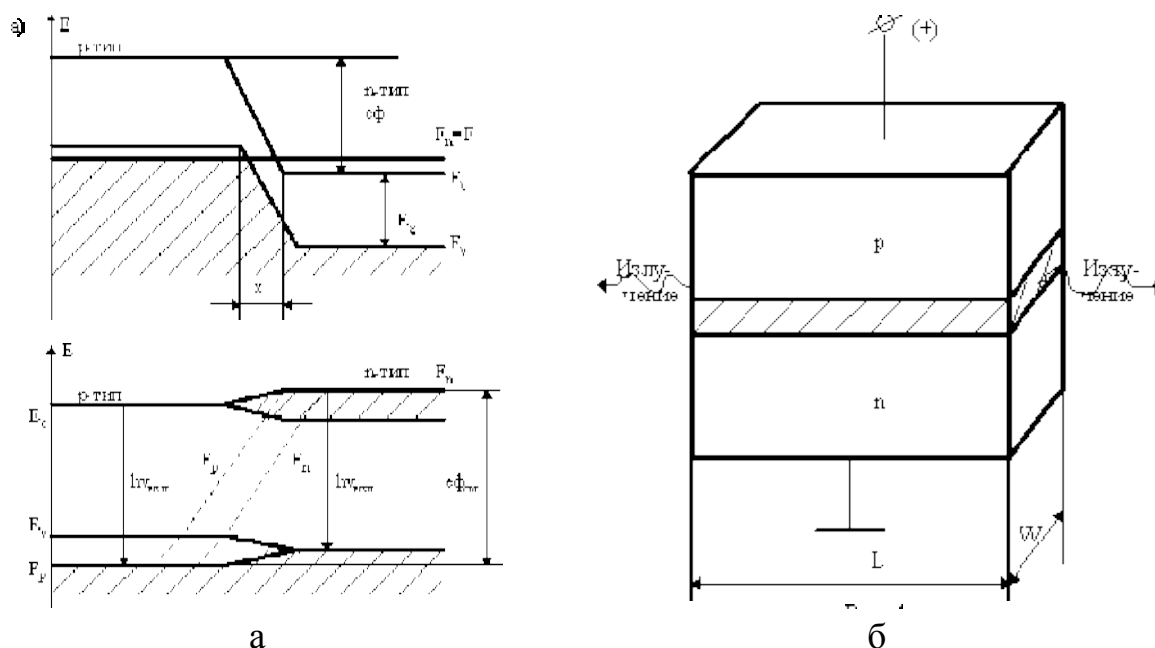


Рис.2.15. Энергетическая структура (а) и схема (б) лазерного диода на  $p-n$  переходе

Электрический ток является источником энергии накачки, необходимой для создания инверсии населенности в примыкающей к  $p-n$  переходу активной зоне. 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. Коэффициент отражения от граней составляет обычно 30–35%, поскольку используемые полупроводниковые материалы обладают большим показателем преломления. Боковые грани лазерного кристалла делаются шероховатыми для подавления распространения света в поперечном направлении.

При прохождении через лазерный диод тока свет генерируется за счет инверсии населенности посредством как спонтанного, так и стимулированного излучений. Отраженный от торцов свет многократно проходит через активную область, усиливаясь за счет стимулированного излучения. Таким образом, в резонаторе лазерного диода устанавливается стоячая волна с целым числом полуволн между торцевыми поверхностями.

Характер излучения лазерного диода существенно зависит от величины прикладываемого напряжения и, соответственно, тока. При малом токе имеет место спонтанное излучение с шириной спектра излучения в несколько сотен нанометров (рис. 2.16 а). По мере нарастания тока накачки в области  $p$ - $n$  перехода повышается степень инверсии населенности и интенсивность излучения возрастает. Отдельные фотоны многократно проходят строго в плоскости  $p$ - $n$  перехода и перпендикулярно к торцам диода усиливаются. С возрастанием тока накачки излучение диода существенно сужается как по ширине спектра, так и по пространственной расходимости. Когда возникает индуцированное излучение, интенсивность излучения увеличивается за счет того, что образовавшиеся первоначально фотоны повторяют себя при многократном прохождении через активную область. Спонтанное же излучение при этом подавляется. Излучение лазерного диода, полученное при плотностях тока выше порогового, является когерентным. При этом форма кривой спектрального распределения резко изменяется от широкой кривой распределения спонтанной эмиссии 1 к кривой с одной или несколькими узкими модами (рис. 2.16 б, в).

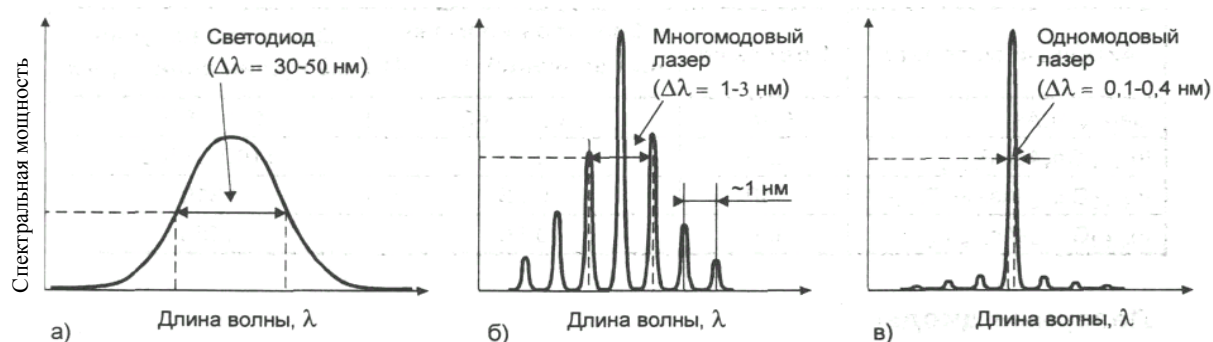


Рис.2.16. Спектр излучения  $p$ - $n$  перехода при разных токах накачки.

Часть инжектируемых электронов, обладающих наибольшей длиной свободного пробега, проскакивает активную часть  $p$ - $n$  перехода и не участвует в образовании электронно-дырочных пар. Поэтому необходимо ограничить зону распространения генерируемого света и инжектируемых электронов активной областью. Технически такое оптическое ограничение может быть реализовано в гетеропереходных структурах. Самым простым вариантом является лазер с одинарным гетеропереходом (ОГ), представленный на рис. 2.17 а. Излучающий  $p$ - $n$  переход образуется между GaAs и  $Ga_{(1-x)}Al_xAs$  посредством специальной технологической обработки. Если концентрации примесей примерно одинаковы с обеих сторон от  $p$ - $n$  перехода, то инжекционный ток будет существовать за счет электронов, инжектируемых в слой  $p$ -типа, поскольку эффективная масса электронов в используемых полупроводниковых материалах почти на порядок меньше эффективной массы дырок. Поэтому слой с инверсной населенностью будет находиться в дырочной области  $p$ -GaAs, а его толщина будет соизмерима с длиной диффузии инжектируемых электронов. Таким

образом, область инверсии населенности ограничена толщиной, где в основном и происходит рекомбинация электронов с последующим излучением.

Поскольку в ОГ-лазере энергетический барьер, ограничивающий свободу передвижения носителей, находится только с одной стороны, потенциал повышения эффективности работы гетеролазера реализуется лишь частично. Поэтому у ОГ-лазера значение порогового тока выше, чем у лазера с двойной гетероструктурой (ДГ) (рис. 2.17, б). Уменьшение значения порогового тока у ОГ-лазера дало возможность использовать его при комнатной температуре, но только в импульсном режиме накачки. В непрерывном режиме накачки при комнатной температуре могут работать лазеры с двойной гетероструктурой (ДГ-лазеры).

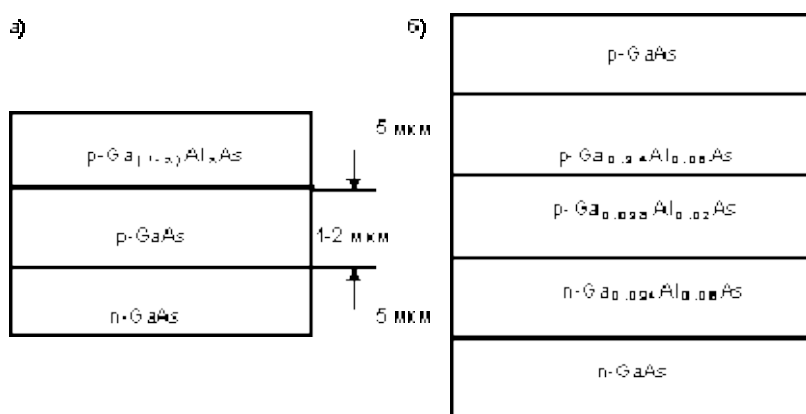


Рис.2.17. Структура слоев в ОГ (а) и ДГ (б) лазерах

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 длиной 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 специальные условия, обеспечивающие ограничение носителей заряда в активной области. Для структуры, изображенной на рис. 2.17 б, диаграмма энергетических зон приведена на рис. 2.18. Из-за того, что ширина запрещенной зоны у полупроводника больше в области с увеличенной концентрацией атомов Al, возникают смещения в зоне проводимости на  $p\text{-}p^+$  переходе ( $dE_c$ ) и в валентной зоне на  $n\text{-}p$  и  $n^+\text{-}p$  переходах ( $dE_v$ ).

При приложении к такой структуре прямого напряжения смещения электроны инжектируются из  $n$ - в  $p$ -область. Скачок зоны проводимости на  $p\text{-}p^+$  границе раздела на  $dE_c$  обеспечивает энергетический барьер для инжектируемых электронов, запирая их в  $p$ -области и увеличивая

вероятность их рекомбинации с дырками. Аналогично, скачок валентной зоны на  $n$ - $p$  переходе  $dE_c$  повышает уже существующий потенциальный барьер, препятствующий инжекции дырок в  $n$ -область, улучшая тем самым инжекционную эффективность. Таким образом, в двойной гетероструктуре реализуется тенденция ограничения как основных, так и инжектируемых неосновных носителей в активной зоне. Это улучшает 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/см<sup>2</sup> при квантовой эффективности 10%, то у ОГ-лазеров пороговая плотность тока равна  $10^3$  А/см<sup>2</sup> при квантовой эффективности 40%. ОГ-лазеры работают только в импульсном режиме. У ДГ-лазеров пороговая плотность тока равна 700–800 А/см<sup>2</sup>, а квантовая эффективность составляет 55%. Эти лазеры работают в непрерывном режиме. Угловая расходимость луча в плоскости перехода составляет не более  $10^\circ$  у всех рассмотренных типов лазеров.

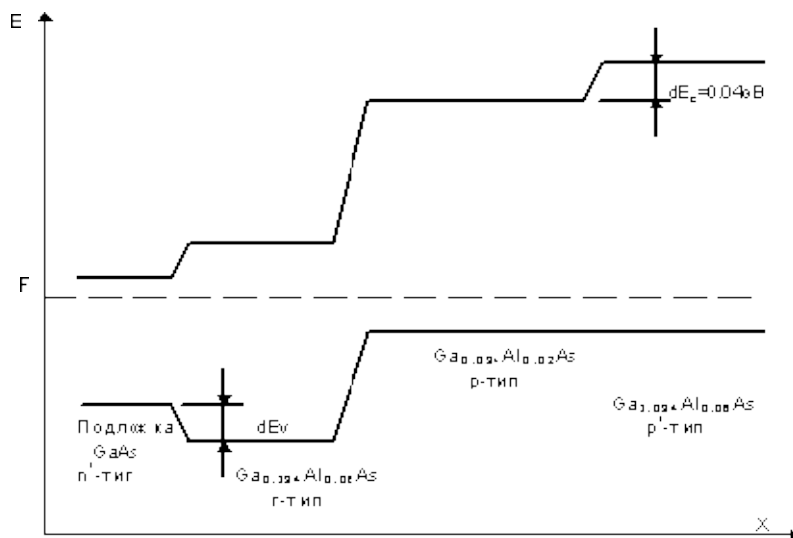


Рис.2.18. Диаграмма энергетических зон ДГ-лазера

Коэффициент полезного действия полупроводникового лазера  $\eta$ , определяемый как отношение мощности генерируемого излучения к мощности накачки, в первом приближении может быть определен формулой

$$\eta = \frac{\eta_{entr} \Delta E_g}{qU_0}, \quad (2.4)$$

где  $\eta_{entr}$  – 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  $\Delta E_g$ , а энергия, которую нужно затратить, чтобы ввести из внешней цепи электрон и дырки, равна  $qU_0$ . Правильный выбор степени легирования и использование чистых материалов позволяет получить  $\eta_{entr}$  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  $\eta_{entr}$ , 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.

### **2.2.5. Использование эффектов размерного квантования для улучшения характеристик полупроводниковых лазеров**

Поскольку слои, образующие гетеропереход, чрезвычайно тонкие, лазеры на гетеропереходах, по существу, являются лазерами на квантовых ямах. Повышение степени локализации носителей заряда значительно улучшает характеристики лазерных диодов по сравнению с их аналогами в объемных материалах [1, 14]. Из общей теории также следует, что лазеры на идеальных структурах размерностью ноль и один (квантовые точки и стержни) должны иметь еще более высокие коэффициенты усиления, более низкие значения порогового тока, высокую стабильность и более узкие линии излучения по сравнению с лазерами на двойных гетероструктурах или квантовых ямах (размерность два).

В 1976 Р. Дингл и Ч. Генри (США) предложили для улучшения характеристик полупроводниковых лазеров использовать эффекты размерного квантования, когда размер активной области прибора

становится порядка десятков нанометров. Предельный случай размерного квантования в полупроводниках – гетероструктуры с ограничением движения носителей заряда во всех трёх измерениях. Такие структуры называют квантовыми точками (КТ). С точки зрения физики твёрдого тела основное свойство КТ состоит в том, что спектр электронных состояний представляет собой набор дискретных уровней, разделённых областями запрещённых состояний, и этим похож на электронный спектр одиночного атома. КТ характеризуются малыми размерами. Эти особенности КТ приводят к следующим основным преимуществам лазеров на КТ: высокая температурная стабильность рабочего тока, высокие рабочие частоты, возможность реализации сверхузкого и сверхширокого спектров лазерной генерации, увеличение срока службы.

Положение носителей в КТ ограничено в пространстве по всем трем измерениям, в результате чего в электронных свойствах вещества наблюдаются квантовые эффекты. КТ локализуют электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны в одной пространственной области, что очень важно для применения в оптических приборах. Функция плотности состояний для полупроводниковых КТ характеризуется очень резкими максимумами, соответствующими переходам между дискретными энергетическими состояниями электронов и дырок, причем вне этих уровней плотность становится совершенно незначительной. Во многих случаях электронная структура КТ напоминает структуру отдельных атомов, в результате чего лазеры на КТ во многом похожи на обычные ионные газовые лазеры. При этом существенным преимуществом лазеров на КТ является то, что их электронная структура заранее рассчитывается на стадии проектирования путем подбора материала, размеров и формы точек.

Рассмотрим КТ, размеры которой достаточно малы для того, чтобы разность между первыми двумя энергетическими уровнями (и для электронов, и для дырок) существенно превосходила тепловую энергию. В такой структуре все инжектируемые электроны и дырки будут занимать лишь низшие уровни, вследствие чего все инжектируемые электроны будут принимать участие в стимулированных переходах между уровнями, что позволит снизить пороговый ток по сравнению с любой структурой с меньшей степенью локализации. На рисунке 2.19 представлены значения плотности порогового тока для различных лазерных структур за последние десятилетия, из которого видно, что на лазерах с КТ уже достигнуты самые низкие значения порогового тока.

Если тепловая энергия системы ниже разности первых и вторых уровней энергии, то линия излучения идеального лазера на КТ должна быть очень узкой и не зависеть от температуры, т. е. КТ обеспечивают очень хорошую температурную стабильность и не требуют охлаждения.

На рисунке 2.20 представлена теоретическая зависимость коэффициента усиления для идеальных систем разной размерности с

квантовой локализацией. КТ позволяют добиться максимальной остроты пиков спектра при самых высоких значениях коэффициента усиления. Помимо этого, спектры КТ отличаются симметричностью, что позволяет избежать нестабильности в случаях, когда длина волны лазерного излучения соответствует центру спектра.

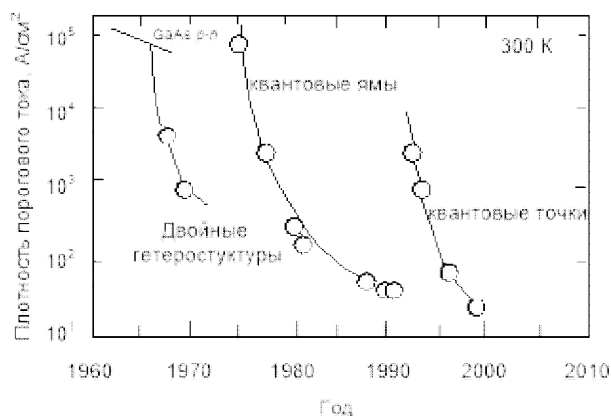


Рис.2.19. Плотности порогового тока для различных лазерных структур

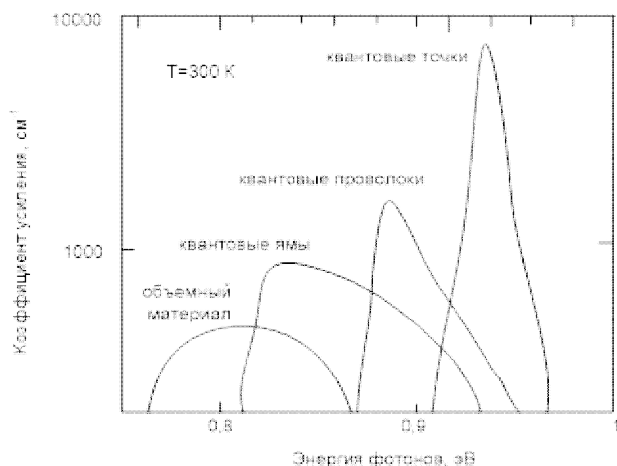


Рис. 2.20 Теоретическая зависимость коэффициента усиления для идеальных систем разной размерности с квантовой локализацией.

В системах реальных КТ, безусловно, имеет место некоторый разброс по размерам, приводящий к уширению линий спектра и снижению коэффициентов усиления, однако этот недостаток компенсируется возможностью регулирования спектральных характеристик за счет изменения размеров, что позволяет создавать на КТ лазеры, перестраиваемые в широком диапазоне.

Несмотря на многообещающие перспективы лазеров на КТ, их развитие пока сдерживается технологическими сложностями создания массивов однородных по размеру и бездефектных КТ. Традиционные методы получения КТ основаны на осаждении полупроводниковых соединений в стеклянных матрицах или на травлении предварительно сформированных эпитаксиальных слоев кристалла. Оба метода не обеспечивают достаточной плотности распределения КТ и строгого

контроля их размера и формы. Более того, при этих методах часто возникают дополнительные дефекты в точках и множественные поверхностные состояния, приводящие к безызлучательной рекомбинации. Поэтому прорыв в создании лазеров на КТ будет возможен лишь после того, как будут развиты методы создания КТ на основе самоорганизации. Наиболее известным из них является метод самоорганизации квантовых точек на поверхности раздела двух материалов с разными параметрами кристаллической решетки.

В лазере на основе КТ максимальное оптическое усиление определяется поверхностной плотностью массива самоорганизующихся КТ. Максимальное усиление можно увеличить за счет использования большего числа слоев КТ. Однако дополнительные слои КТ повышают вероятность образования дислокаций и могут привести к увеличению пороговой плотности тока. Проблема достижения высокого модального усиления стоит особенно остро в длинноволновых лазерах на КТ ( $\lambda > 1.3$  мкм), поскольку значительное содержание индия в активной области таких лазеров накладывает ограничения на максимальное число рядов КТ.

В ФТИ были разработаны лазерные гетероструктуры на КТ, работающие в непрерывном режиме, сочетающие длину волны генерации свыше 1310 нм, высокое модальное усиление (более  $40 \text{ см}^{-1}$ ), низкие внутренние потери (менее  $10 \text{ см}^{-1}$ ) и низкую пороговую плотность тока (около  $500 \text{ А/см}^2$  в режиме максимального усиления) [14].

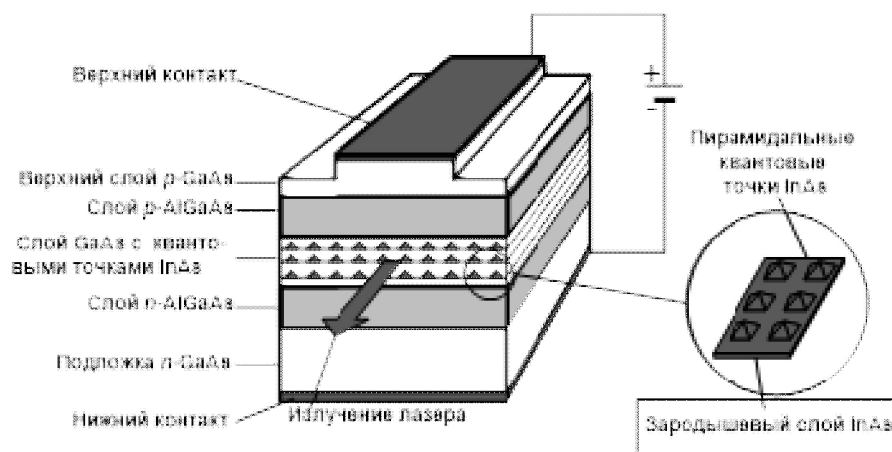


Рис.2.21. Структура слоев лазера с краевой эмиссией на самоорганизующихся КТ.

На рисунке 2.21 схематически представлено устройство лазера с краевой эмиссией на самоорганизующихся квантовых точках. Структура состоит из нескольких слоев материалов, образующих *p-i-n*-диод. Эти слои включают: подложку *n*-GaAs, слой *n*-AlGaAs, слой GaAs с собственной проводимостью, содержащий КТ, слой *p*-AlGaAs и верхний слой *p*-GaAs.

При подаче прямого смещения на металлические контакты электроны и дырки инжектируются во внутренний слой GaAs с собственной проводимостью или в активный слой, где они попадают в КТ с меньшей шириной запрещенной зоны, где и происходит рекомбинация. Длина волны излучения при этом соответствует межзонным переходам в КТ InAs. Слой GaAs, заключенный между слоями AlGaAs с меньшим коэффициентом преломления, локализует излучение, что приводит к более эффективному его взаимодействию с носителями заряда.

Зародышевый слой InAs повышает эффективность диффузии носителей в КТ, поскольку его ширина запрещенной зоны меньше, чем в GaAs, но превышает соответствующую ширину для КТ. Вследствие этого носители, попадающие в него из GaAs, быстро диффундируют внутрь КТ. Для увеличения поверхностной плотности КТ в принципе можно использовать несколько зародышевых слоев с пирамидальными квантовыми точками, выращиваемыми последовательно друг на друге внутри слоя GaAs, формируя массивы КТ.

Первый лазер с резонатором Фабри–Перо с самоорганизующимися КТ был создан в 1994 г. на основе КТ из InGaAs в матрице GaAs. Сегодня лазеры на КТ с излучением в видимом и инфракрасном диапазонах уже являются коммерческим продуктом. Лазеры на КТ, несмотря на несовершенство технологии, уже продемонстрировали явные преимущества перед лазерами на квантовых ямах (например, более широкий спектр усиления позволяет использовать их в телекоммуникационных усилителях и процессах перестройки частоты излучения), не говоря уже об упоминавшейся выше температурной стабильности режима работы. И наконец, длина волны излучения существующих лазеров GaAs на квантовых ямах не соответствует «окнам прозрачности» оптоволокон. В требуемом диапазоне работают приборы на основе полупроводников InP, однако технология производства таких материалов пока недостаточно развита. С другой стороны, технологическая задача выращивания в GaAs квантовых ям, обогащенных индием, пока еще не решена из-за большой разницы в постоянных кристаллической решетки. Преимуществом создаваемых сейчас лазеров на КТ в структурах InGaAs/GaAs является то, что в них можно использовать широко развитую технологию применения подложек GaAs, и в то же время длина волны их излучения попадает в диапазон пропускания оптоволокон, используемого в локальных сетях (1,3 мкм).

### ***Вопросы для самопроверки к разделу 2***

1. Чем различаются работа выхода и средство к электрону?
2. Как образуется энергетический барьер на границе раздела двух контактирующих веществ? Чему равна разность потенциалов двух контактирующих веществ?

3. В каких случаях контакт металл-полупроводник является омическим, а в каких – выпрямляющим?
4. Как распределяются плотность заряда, напряженность электрического поля и электростатический потенциал в барьере?
5. Как возникает фотоэдс на  $p-n$  переходе и как она влияет на контактную разность потенциалов?
6. В каких схемах фотоэлемент включается в вентильном, а в каких – в фотодиодном режиме? Почему?
7. Что такое изотипные и анизотипные гетеропереходы? Какова их зонная диаграмма?
8. Каков принцип действия простейшего инжекционного лазера?
9. Почему использование одинарной и двойной гетероструктур позволяет улучшить характеристики полупроводникового лазера?
10. Как спектр излучения  $p-n$  перехода зависит от тока накачки?
11. Почему повышение степени локализации носителей заряда значительно улучшает характеристики лазерных диодов по сравнению с их аналогами с использованием объемных материалов?

### **Раздел 3. ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА**

#### **3.1. Модуляция света в жидких кристаллах**

##### ***3.1.1. Методы модуляции света в оптоэлектронных материалах***

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 [2,10].

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 пространственным (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 жидких кристаллах, 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 поляридов, фазовых пластинок, интерферометров, при дифракции света, например, на фазовой решетке.

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 жидких 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 [12]. 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. Для анизотропной среды волновая поверхность и направление распространения поверхности постоянной фазы (нормаль  $\mathbf{N}$  к волновой поверхности  $\Sigma$ ) не совпадают с лучом  $\mathbf{S}$ , указывающим направление распространения энергии (радиус-вектор  $LP$ ) (рис. 3.1). Таким образом, для анизотропной среды надо различать направление распространения фазы (нормаль  $\mathbf{N}$ ) и направление распространения энергии (луч  $\mathbf{S}$ ).

Вследствие анизотропии диэлектрической проницаемости связь между векторами электрической напряженности  $\mathbf{E}$  и электрической индукции  $\mathbf{D}$  оказывается более сложной, чем для изотропных сред. Для изотропного тела связь эта определяется соотношением  $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ , где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость, являющаяся в этом случае скалярной величиной. При этом вектор  $\mathbf{D}$  совпадает по направлению с вектором  $\mathbf{E}$ .

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.



Поляризованная 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 особенных направлений колебаний, соответствующих двум разным скоростям, обуславливает явление **двойного лучепреломления**.

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  $q''$ , обуславливающим двойное лучепреломление, соответствуют и два значения скорости распространения энергии,  $v'$  и  $v''$ .

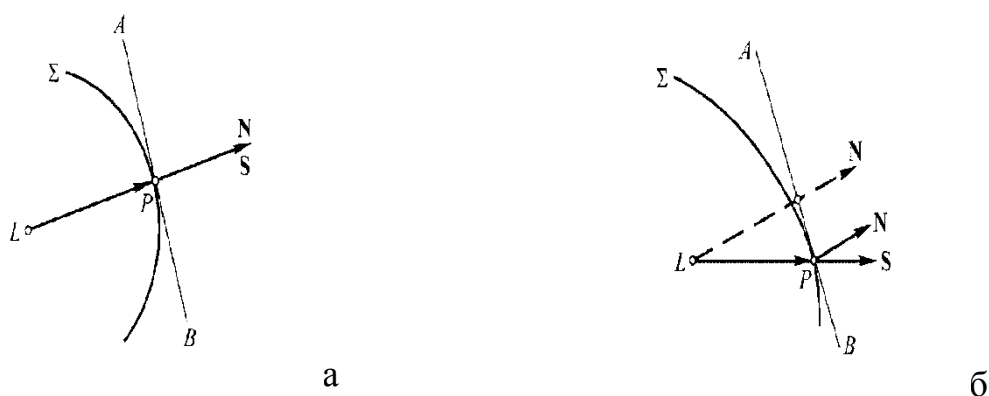


Рис. 3.1. Взаимное расположение луча **S** и нормали **N** волны в изотропной среде (а) и в анизотропной среде (б).

### 3.1.3. Жидкокристаллическое (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 (жидкокристаллического 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 [2, 7, 21].

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.

Жидкокристаллическое (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 НЖК***

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 [2, 3, 7].

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

$$F_e = \frac{1}{2} \int_v \left\{ K_{11} (\text{div}\mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n}\text{rot}\mathbf{n})^2 + K_{33} [\mathbf{n} \times \text{rot}\mathbf{n}]^2 \right\} d\mathbf{r} \quad (3.1)$$

где  $K_{11}$ ,  $K_{33}$ ,  $K_{22}$  – соответственно коэффициенты упругости для деформации поперечного (splay) и продольного (bend) изгиба и кручения (torsion). (Рис. 3.2)

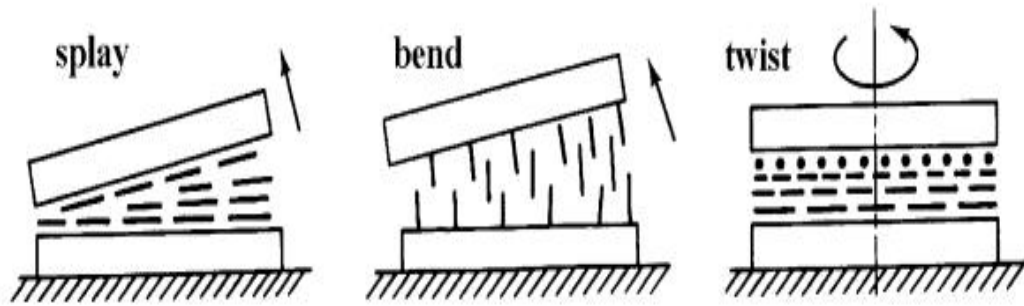


Рис. 3.2. Геометрия наблюдения  $S$ - (а),  $B$ - (б) и  $T$ -деформаций.

Момент вращения под действием электрического поля равен сумме диэлектрического момента, обусловленного анизотропией диэлектрической проницаемости  $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$  ( $\epsilon_{\parallel}$  и  $\epsilon_{\perp}$  – 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

$$\mathbf{P} = e_{11} \mathbf{n} \operatorname{div} \mathbf{n} + e_{33} (\operatorname{rot} \mathbf{n}) \times \mathbf{n} \quad (3.2)$$

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 (3.1) и энергии взаимодействия НЖК с электрическим полем (3.2):

$$F_{el} = -\frac{1}{2} \int_v \left( \frac{\mathbf{E} \mathbf{D}}{4\pi} + 2\mathbf{E} \mathbf{P} \right) d\mathbf{r} \quad (3.3)$$

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. 3.3). В промежуточных случаях имеем наклонную ориентацию.

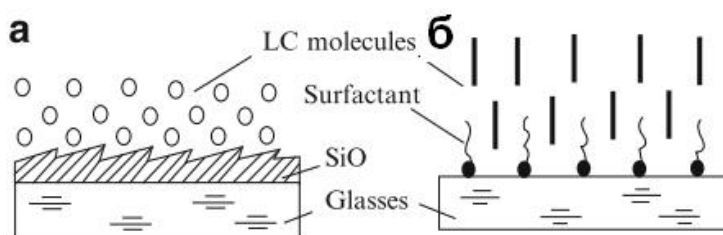


Рис.3.3. Планарная и гомеотропная ориентация (а, б).

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 В-деформацию директора при S- и В-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. 3.4), так что компоненты директора соответственно равны  $n_x = \cos \theta(z)$ ;  $n_y = 0$ ;  $n_z = \sin \theta(z)$ .

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

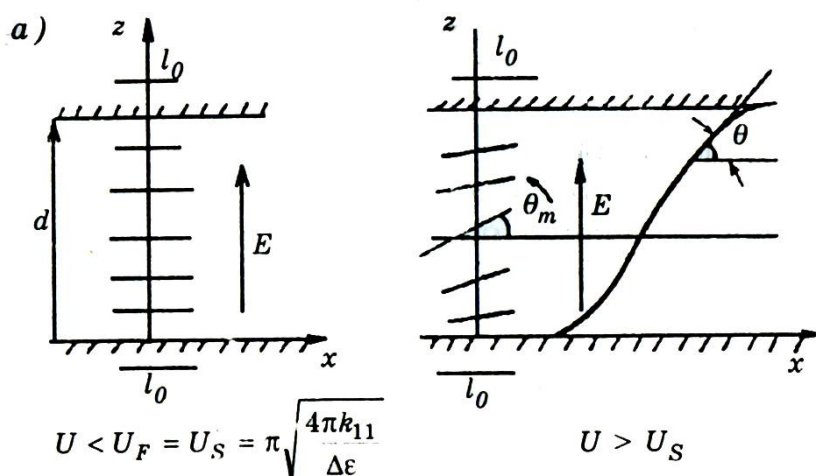


Рис.3.4. Эффект электрически управляемого двулучепреломления (S-эффект) в планарно ориентированном слое НЖК.

Основной оптической характеристикой, изменение которой наблюдается при S- и В-деформациях, является двулучепреломление [21]. Пусть оптическая индикатриса нематика, которая представляет собой вытянутый эллипсоид вращения (оптически положительный кристалл), под действием электрического поля повернулась на угол  $\theta$  по отношению к оси ОХ (рис.3.5.).

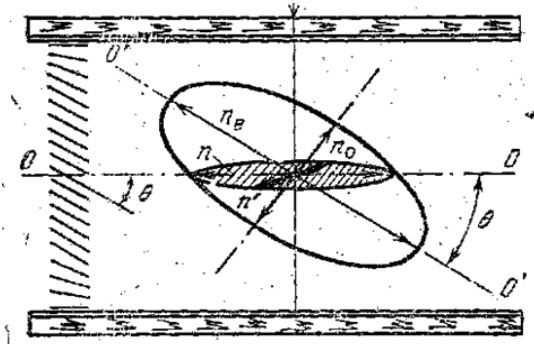


Рис. 3.5. Изменение двулучепреломления НЖК под действием электрического поля.

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

$$n(z) = n_{\parallel} n_{\perp} \left( n_{\perp}^2 \cos^2 \theta(z) + n_{\parallel}^2 \sin^2 \theta(z) \right)^{-1/2}, \quad (3.4)$$

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  $n_o \equiv n_{\perp}$  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 при приложении поля не наблюдается отклонения директора в плоскости ХУ; как будет показано дальше, в случае твист-деформации они не выполняются). Тогда двулучепреломление рассматриваемого слоя НЖК запишется следующим образом:

$$\Delta n = n - n_0 = \frac{n_0 n_e}{\left( n_0^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta \right)^{1/2}} - n_0, \quad (3.5)$$

а разность фаз на выходе слоя будет

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} \quad \text{или} \quad \Delta \Phi(U) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d \left[ n_e(\theta(z)) - n_0 \right] dz. \quad (3.6)$$

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 (3.6) 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

$$\Delta n \approx \frac{2\pi d}{\lambda} n_e \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_e^2} \frac{(U/U_c - 1)}{(K_{33}/K_{11}) - (\Delta\varepsilon/\varepsilon_{\perp})}, \quad (3.7)$$

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

$$U_c = \pi (4\pi K_{11}/\Delta\varepsilon)^{1/2}, \quad (3.8)$$

Для В-эффекта аналогичные формулы имеют вид

$$\Delta n \approx \frac{2\pi d}{\lambda} n_0 \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_0^2} \frac{(U/U_c - 1)}{(K_{33}/K_{11}) - (\Delta\varepsilon/\varepsilon_{\parallel})}, \quad (3.9)$$

$$U_c = \pi (4\pi K_{33}/\Delta\varepsilon)^{1/2}. \quad (3.10)$$

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

$$I = I_0 \sin^2 2\varphi_0 \sin^2 \Delta\Phi/2, \quad (3.11)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего света с учетом пропускания поляризаторов,  $\varphi_0$  – угол между осью поляризатора и начальной ориентацией молекул на подложках. Характерная осциллирующая зависимость пропускания от напряжения для планарно ориентированной ячейки представлена на рис. 3.6.

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.

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 [2, 3, 7]. 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, В и Т-деформаций.

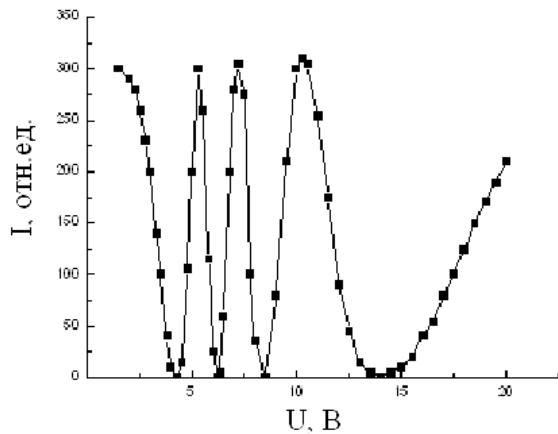


Рис. 3.6. Зависимость интенсивности света, прошедшего через планарно ориентированную ячейку, помещенную между скрещенными поляризаторами, от прикладываемого напряжения.

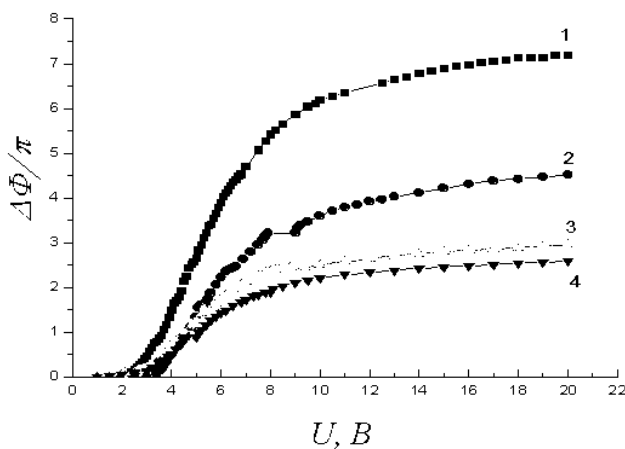


Рис. 3.7. Зависимость разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, прошедшего через планарно ориентированную ячейку монохроматического света. Кривые 1–4 соответствуют различной оптической толщине ячеек.

При граничных условиях, соответствующих рис. 3.8 ( $\varphi = 0$  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.



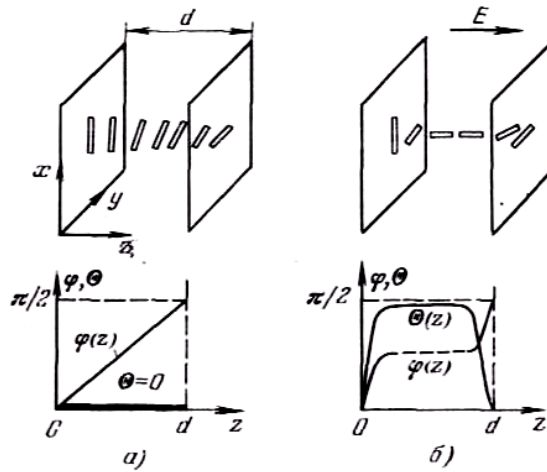


Рис. 3.8. Ориентация молекул в твист-ячейке и зависимости углов  $\Theta$  и  $\varphi$  от координаты в отсутствие поля (а) и во внешнем поле, значительно превышающем пороговое (б).

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,  $\lambda \ll (n_e - n_o)P_0$ , 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  $n_e = n_{\parallel}$ ,  $n_o = n_{\perp}$ . 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

$$d_{\min} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta n}. \quad (3.12)$$

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-структуры, луч распространяется с фазовой скоростью  $c/n_{\parallel}$  ( $c$  – скорость света в вакууме) и на выходе остается линейно поляризованным (фазовая задержка  $\Phi_e = \omega n_{\parallel} d/c$ ). Луч, поляризованный перпендикулярно директору на входе ячейки, на выходе также остается линейно поляризованным с фазовой задержкой  $\Phi_o = \omega n_{\perp} d/c$ . 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 выражения для порогового поля, определяющего начало деформации, входят все три модуля упругости ЖК:

$$E_0 = \frac{\pi}{d} \sqrt{\frac{4\pi}{\Delta\varepsilon} \left[ K_{11} + \frac{1}{4}(K_{33} - 2K_{22}) \right]}, \quad (3.13)$$

где  $d$  – толщина слоя ЖК,  $\Delta\varepsilon$  – 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  $\theta$  и  $\varphi$  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  $\theta_m$  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  $45^\circ$ ) (рис.3.9).

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

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 призмные или пленочные поляризаторы. *Другое необходимое требование для всех ЖК устройств – слой ЖК должен иметь однородную начальную ориентацию в отсутствие внешнего поля.*

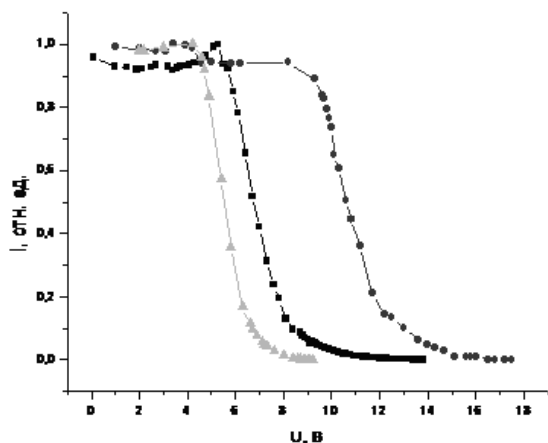


Рис. 3.9. Характерные зависимости оптического пропускания твист-структур, помещенных между скрещенными поляризаторами, от напряжения.

### 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, лицевин 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 жидких кристаллах***

Конструкция элементарной ЖК ячейки, в которой наблюдается большинство электрооптических эффектов, очень проста. Она представляет собой сэндвич, состоящий из слоя ЖК толщиной обычно от 2 до 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. 3.10) [2, 3].

Тонкий ориентированный слой ЖК подобен пластинке двулучепреломляющего твердого кристалла (например, турмалина), вырезанной перпендикулярно оптической оси. Основными отличиями являются толщина слоя ( $\Delta n$  в жидких 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.

Среди электрически управляемых ЖК ПМС с амплитудной модуляцией света наиболее распространенными являются 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. 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 структура представляет собой плоскую ячейку типа сэндвич, состоящую из двух параллельных подложек с нанесенными на них прозрачными проводящими электродами (оксид индия-олова, indium tin oxide, сокращенно – ИТО), фоточувствительный слой и слои, ориентирующие длинные оси молекул ЖК в одном направлении, между которыми помещен слой жидкого кристалла (рис. 3.11 а).

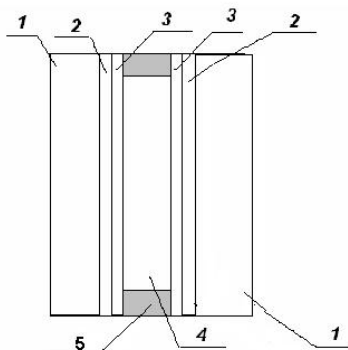


Рис. 3.10. ЖК ячейка  
(электроуправляемый ЖК ПМС).

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

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  $\theta$  относительно оси  $z$ .

Таким образом, оптическое управление сводится к управлению перераспределяемым 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), 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.)

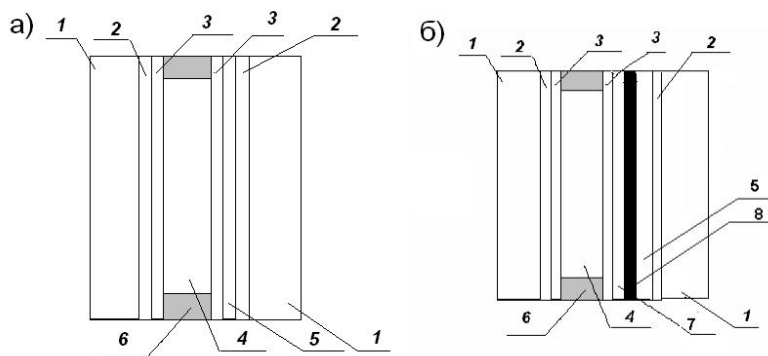


Рис. 3.11. Оптически управляемые ЖК ПМС просветного (а) и отражательного (б) типов.

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

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 развязка 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. 3.12).

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

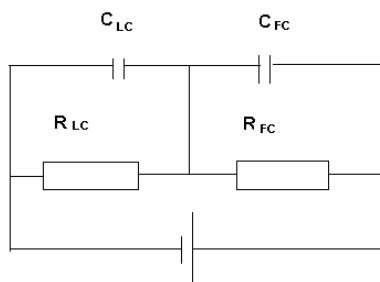


Рис. 3.12. Эквивалентная схема структуры ФП–ЖК.

Напряжение на ЖК слое можно записать как

$$U_{FC} = E_{FC} d_{FC} = \frac{U}{1 + \frac{d_{FC} \sigma_{LC}}{d_{LC} \sigma_{FC}}}, \quad (3.14)$$

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

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

$$\sigma_{FC}^{dark} \leq \frac{\sigma_{LC} d_{FC} U_{sat}}{d_{LC} (U_0 - U_{sat})}. \quad (3.15)$$

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  $U_{sat}$  составляет 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<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>.

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 голографических 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 сказывается 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 считывающего света спадает до 0,1 от максимального значения и вновь увеличивается до 0,9 от максимального значения. Временные характеристики электроуправляемого ЖК ПМС описываются формулами

$$\tau_{on} = \frac{4\pi\gamma_1}{\Delta\varepsilon(f)} \frac{d^2}{(U^2 - U_{th}^2)}, \quad (3.16)$$

$$\tau_{off} = \gamma_1 d^2 / \pi^2 K_{ii}, \quad (3.17)$$

где  $\gamma_1$  – вязкость ЖК,  $\Delta\varepsilon(f)$  – 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 быстрое действие, как правило, определяется именно временем естественной релаксации ЖК под действием упругих сил, которое больше времени отклика и которым значительно труднее управлять.

Некоторые способы повышения быстрого действия 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 напряжения. 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  $2\pi$  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 фотоэда, 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 быстрое действие [10, 23].

*Динамический диапазон D* ЖК ПМС рассчитывается в децибеллах по формуле

$$D = -10 \log\left(\frac{I_{\min}}{I_{\max}}\right). \quad (3.18)$$

*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 считывающего света спадает до 0,1 и вновь увеличивается до 0,9 от максимального значения. Временные характеристики электроуправляемого ЖК ПМС описываются формулами (3.16) и (3.17). Динамика электрооптического отклика для планарно ориентированного нематика представлена на рисунке 3.13.

Стандартными путями повышения быстродействия ЖК структур являются уменьшение толщины ЖК слоя, что можно сделать, если использовать кристалл с большим коэффициентом двулучепреломления или структуру отражательного типа, в которой луч проходит через слой ЖК дважды. Уменьшить время включения можно за счет увеличения управляющего напряжения, однако быстродействие определяется суммой времен включения и выключения, а время выключения на порядки больше времени включения и от величины управляющего напряжения не зависит [2].

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 V-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  $\epsilon_{\parallel}$  и перпендикулярной  $\epsilon_{\perp}$  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 (3.16). Увеличивая напряжение, мы уменьшим время переключения. Этот способ весьма эффективен, так как позволяет сократить времена переключения на порядки (до сотен микросекунд).

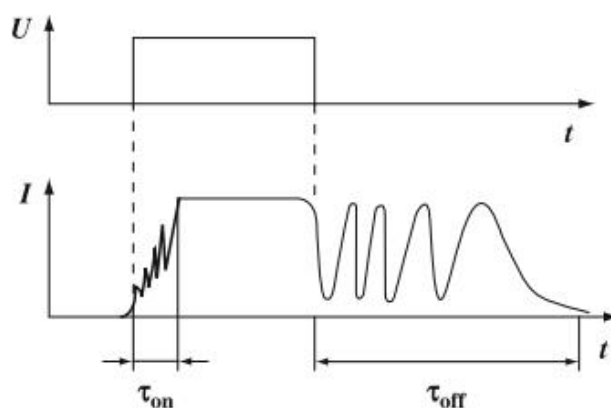


Рис. 3.13. Динамика электрооптического отклика планарно ориентированного НЖК.

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 записываемому излучению, пространственное разрешение, быстродействие и дифракционная эффективность.**

**Максимальный контраст** полученного изображения характеризуется отношением  $K=I/I_0$ , где  $I$  – максимальная интенсивность прошедшего через структуру считывающего света при наличии записывающего света,  $I_0$  – интенсивность считывающего 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 голографическая 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 записываемому излучению, а **основной характеристикой является сенситометрическая кривая, представляющая собой зависимость интенсивности считывающего 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 голографических 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  $\pi$  фотоиндуцированного фазового набега. (Дифракционная эффективность определяется как отношение интенсивности излучения в первом порядке дифракции к интенсивности прошедшего через структуру считывающего излучения в отсутствие записывающего света). Данное утверждение следует из того, что ДЭ ЖК ПМС на основе структур ФП – ЖК при нормальном падении считывающего излучения описывается квадратом функции Бесселя соответствующего порядка от глубины фазовой модуляции считывающего пучка.

Максимальный фотоиндуцированный 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 фотоиндуцированного объемного заряда, то при одинаковой чувствительности ФП слоев и одинаковом слое ЖК более чувствительной оказывается структура, которая раньше достигает набега фазы  $\pi$  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. Фотоиндуцированный 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 реализован посредством только светового управления при фиксированном напряжении смещения [2, 4]. Тем не менее, практический интерес представляет величина именно фотоиндуцированного 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. *Фотоиндуцированный 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 голографической методике. Основной модуляционной характеристикой ОА ЖК ПМС является сенситометрическая кривая. Аналогом этой характеристики при голографическом 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:

$$\sigma_{FC} = \sigma_{FC}^{dark} + aI^\alpha, \quad (3.19)$$

где  $\sigma_{FC}^{dark}$  – темновая проводимость ФП,  $I$  – интенсивность записывающего излучения,  $a, \alpha$  – параметры ФП.

В соответствии с (3.10) и (3.19) напряжение на слое ЖК будет зависеть от интенсивности записывающего излучения следующим образом:

$$U_{LC}(I) = \frac{U}{1 + p \frac{\sigma_{LC}}{\sigma_{LC}^{dark} + aI^\alpha}}, \quad (3.20)$$

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. 3.14 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 3.14 б, снималась по проекционной методике, по которой

модулятор помещается между скрещенными поляризаторами, а на фоточувствительный слой проектируется изображение диафрагмы 10 (рис. 3.15).

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.

При голографической записи поляризаторы не используются. Схема стенда для исследования характеристик ОА ПМС в режиме реверсивной записи голограмм представлена на рис. 3.17. В качестве записывающего светового потока используется излучение лазера (1), расширенного с помощью телескопической 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 переключался 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 считывающего пучка после формирующей системы (9, 10) составляет около 10 мм, угол падения линейно поляризованного считывающего излучения на исследуемую структуру может варьироваться в широких пределах. Интенсивность дифрагировавшего в  $n$ -й порядок дифракции излучения регистрируется с помощью 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 двулучевой осциллограф, куда поступают также импульсы питающего исследуемую структуру напряжения (либо импульсы сигнала записи).

Физическая (без учета потерь в элементах структуры) дифракционная эффективность  $\eta_n$  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.

а

б

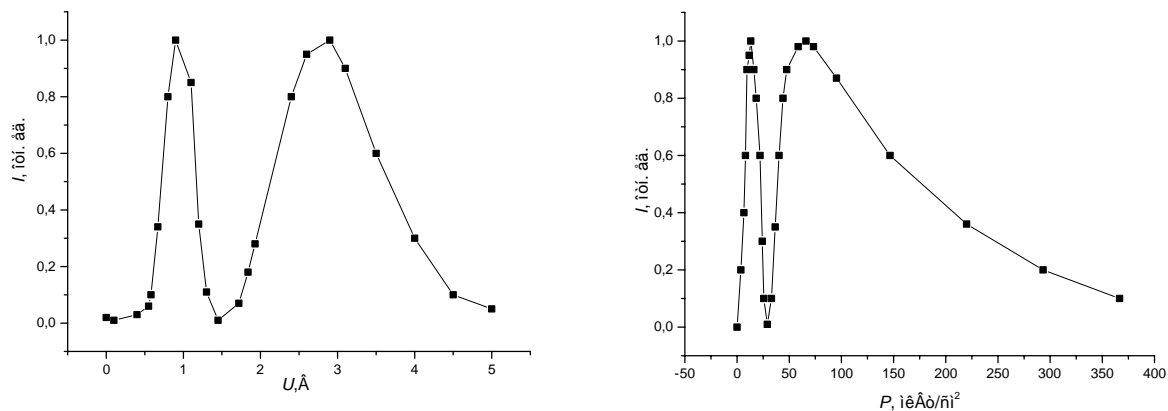


Рис. 3.14. Работа одного и того же ОА ЖК ПМС в режиме электрического (сильная засветка соответствует насыщению фототока) (а) и в режиме светового (б) управления.

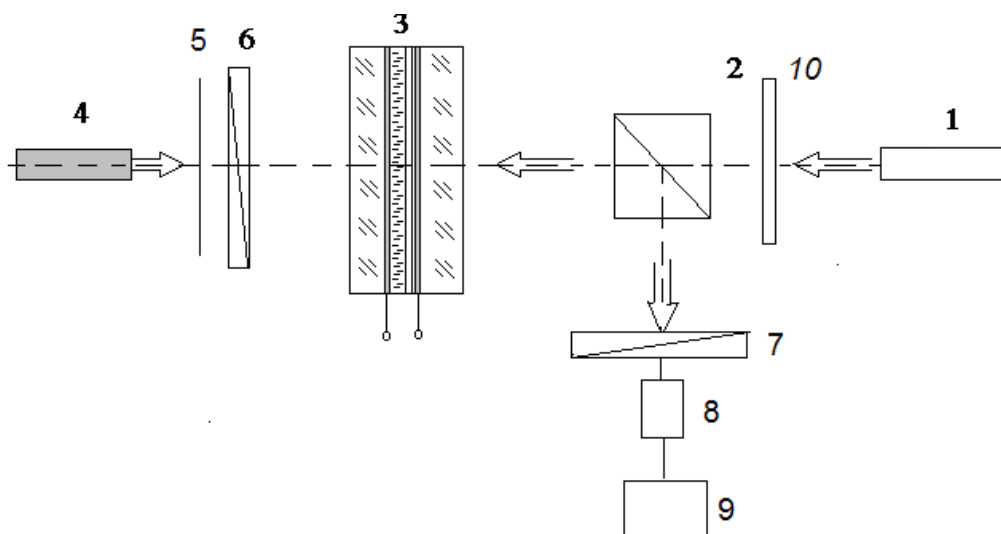


Рис. 3.15. Схема измерения оптического пропускания ОА ЖК ПМС.

1 – источник записывающего излучения; 2 – светоделитель; 3 – ОА ЖК ПМС; 4 – источник считывающего излучения; 5 – прерыватель считывающего луча; 6, 7 – скрещенные поляриды; 8 – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); 9 – селективный вольтметр, 10 – диафрагма или мира.



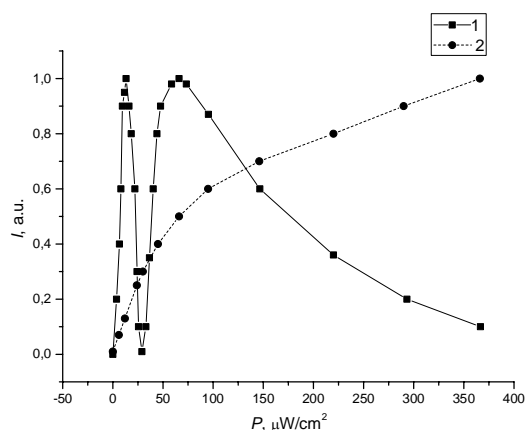


Рис. 3.16. Экспериментальные сенситометрические кривые модулятора на основе  $\text{As}_{10}\text{Se}_{90}$ , полученные по проекционной методике:  
 1 – синий свет;  
 2 – красный свет.

### 3.3. Применение жидкокристаллических модуляторов

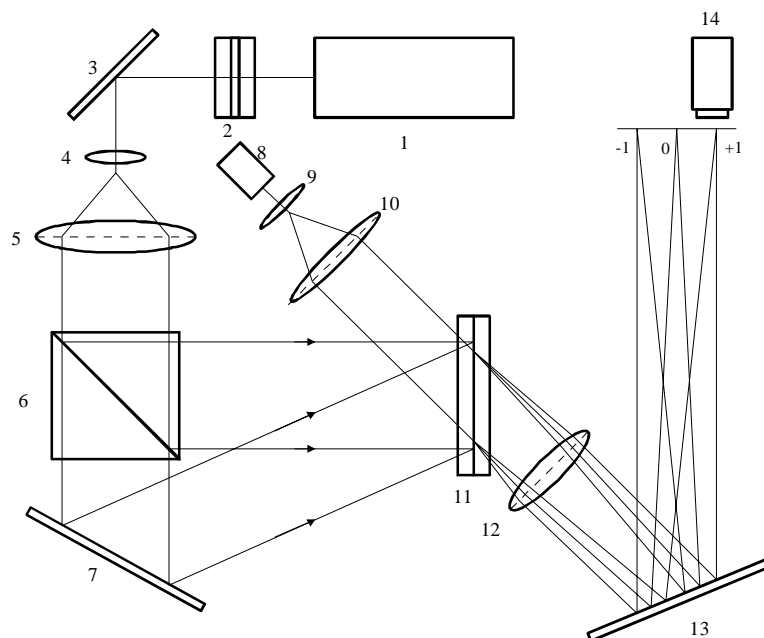
#### 3.3.1. Динамическая голография. Реверсивные голографические среды

Голографическими методами, описанными в предыдущем параграфе, 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 [2]. 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.

*Голография 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.3.17). 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

(рис.3.18). (Используется, как правило, только один порядок.) Сформировать такую решетку в слое ЖК вполне возможно путем использования внутренней анизотропии ЖК и варьирования начального угла наклона жидкого кристалла.



3.17. Стенд для исследования ОА ЖК ПМС в режиме реверсивной записи голограмм. 1 – He-Ne 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.

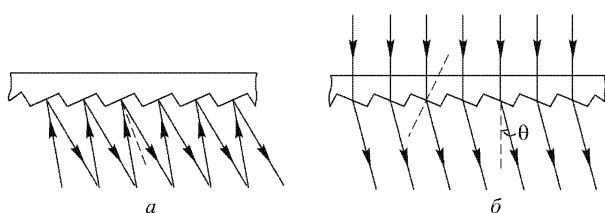


Рис. 3.18. Фазовые решетки со специальным профилем для концентрации энергии: а – отражательная решетка, б – пропускающая.

Для получения эффекта самоасимметризации профиля, который позволил бы повысить дифракционную эффективность, необходимо учесть фактор воздействие 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.3.19).

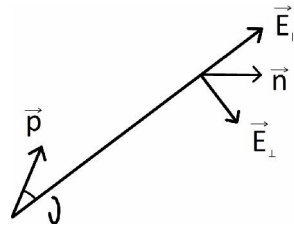


Рис. 3.19. Наведенный дипольный момент у молекул НЖК.

Поле, созданное каждой молекулой можно оценить как:

$$E_{\perp} \sim \frac{2|P|}{r^3} \cos \theta ; E_{\parallel} \sim \frac{|P|}{r^3} \sin \theta . \quad (3.21)$$

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 жидком кристалле, удастся получить ДЭ порядка 70–78%. К сожалению, пока не удастся реализовать несимметричную схему в структуре с зеркалом.

### 3.3.2. 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 [2, 11]. Метод пространственной фильтрации 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. 3.20).

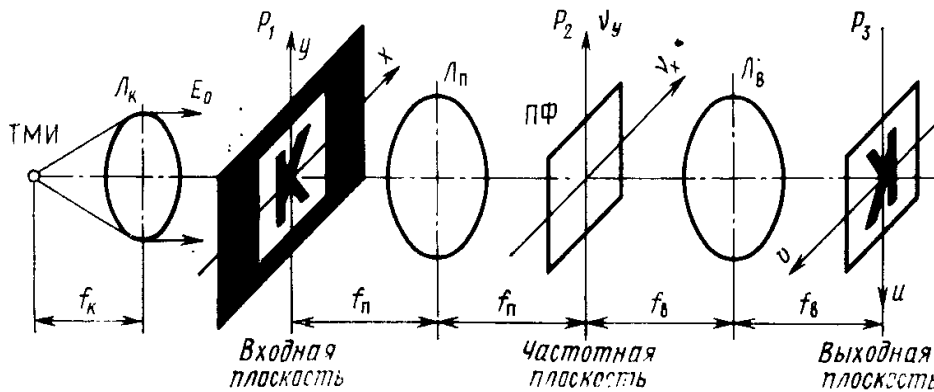


Рис. 3.20. Схема пространственной фильтрации изображений.

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  $L_v$ . 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  $L_v$  фурье-образ входного изображения преобразуется в перевернутое изображение, фокусируемое в задней фокальной плоскости линзы  $L_v$ . 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, какие**

**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

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu) \exp(i2\pi\nu x) d\nu, \quad (3.22)$$

где  $F(\nu)$  называют спектральной плотностью функции

$$F(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \exp(-i2\pi\nu x) dx. \quad (3.23)$$

Выражения (3.22) и (3.23) 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  $xu$ ;
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:

$$H(f_x, f_y) = |T(f_x, f_y)| \exp i\varphi(f_x, f_y) \quad (3.24)$$

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 полутонные. В бинарных фильтрах функция пропускания принимает только два значения 0 и 1 (рис. 3.21). Полутонные 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  $\pi$ , или с непрерывным произвольным законом изменения фазы. Такие фильтры представляют собой маски переменной толщины.

Комплексные ПФ с модуляционной характеристикой можно изготовить двумя способами:

- наложением амплитудного фильтра, на котором записан модуль функции, на фазовый, на котором записан ее аргумент;
- с помощью голографического метода регистрации требуемого амплитудно-фазового распределения поля.

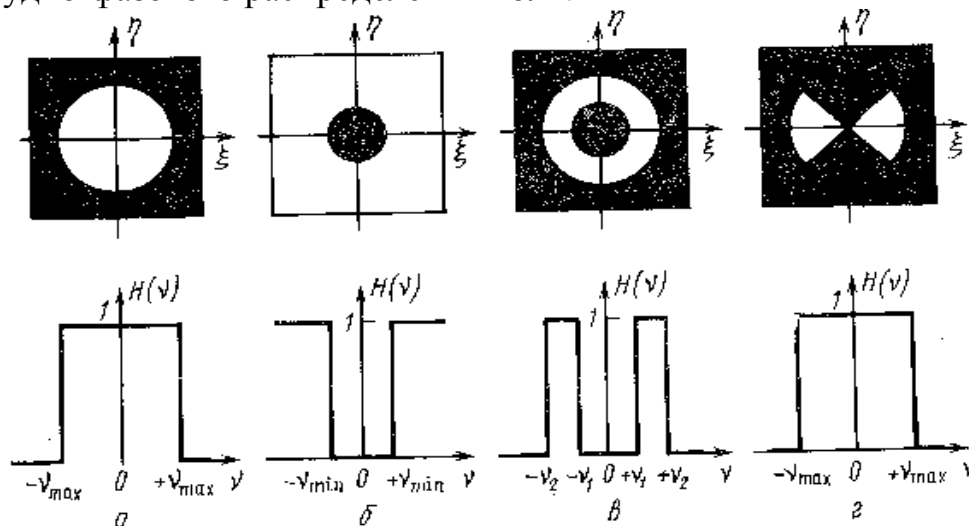


Рис. 3.21. Примеры амплитудных бинарных пространственных фильтров и их модуляционных характеристик: а – ПФ низких частот; б – ПФ высоких частот; в – полосовой ПФ; г – селективный ПФ.

Первый, оптический способ очевиден. Его использование ограничено возможностями изготовления фазовых масок.

Голографический метод изготовления комплексных фильтров, предложенный ван дер Люгтом, универсален и в настоящее время получил широкое применение.

Для формирования синтеза частотной маски для фильтра ван дер Люгта обычно используются интерференционные системы (рис 3.22). 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 коллимированного пучка света проходит над маской  $P_1$  без изменения амплитудного распределения, отклоняется призмой  $\Pi$  и попадает на фотопленку под углом  $\theta$ . 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.

Изготовленные интерференционным способом маски помещаются в оптическую схему, изображенную на рисунке 3.23.

Одной из первых задач, решаемых с помощью коррелятора ван дер 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:

$$K(\xi, \eta) = \iint_A f(x, y) S(x - \xi, y - \eta) dx dy, \quad (3.25)$$

где  $f(x, y)$  – распределение освещённости (или яркости) в предъявленном изображении;  $S(x, y)$  – распределение освещённости, характеризующее эталонное изображение;  $\eta, \xi$  – 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  $S(x, y)$ .

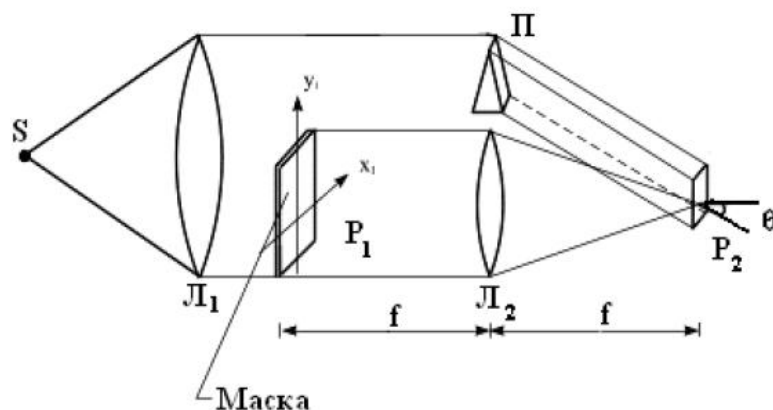


Рис. 3.22. Интерференционная система для формирования частотной маски для фильтра ван дер Люгта.

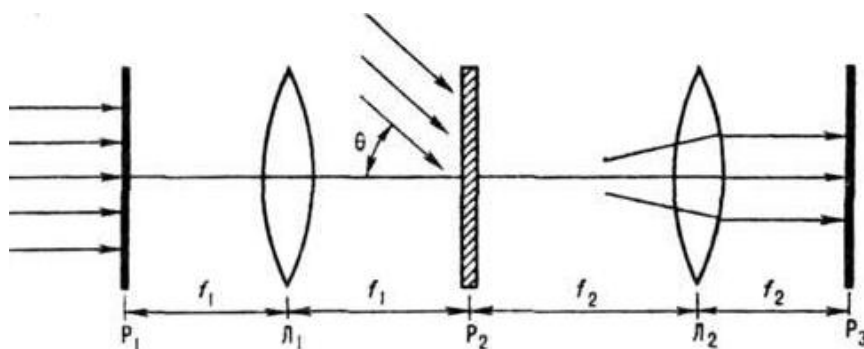


Рис. 3.23. Схема голографического коррелятора ван дер Люгта – одна из наиболее часто употребляемых схем.

Пусть теперь на плоскость  $P_2$  падает под углом  $\theta$  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 основе голографического коррелятора ван дер Люгта было сконструировано распознающее устройство. Эталонные голограммы для него изготавливались заранее методом обычной голографии, а затем



устанавливались в специальную кассету. Существенными недостатками такого устройства являются, во-первых, необходимость изготовления фильтров-эталонов заранее, и, во-вторых, существует проблема, связанная с точностью механической установки их на оптическую ось коррелятора.

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 3.24.

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  $\varphi$  друг относительно друга и используются для динамической записи модулированного голографического фильтра. Третий пучок, представляющий собой считывающую волну, распространяется под углом  $\psi$  к волне  $F$ .

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.

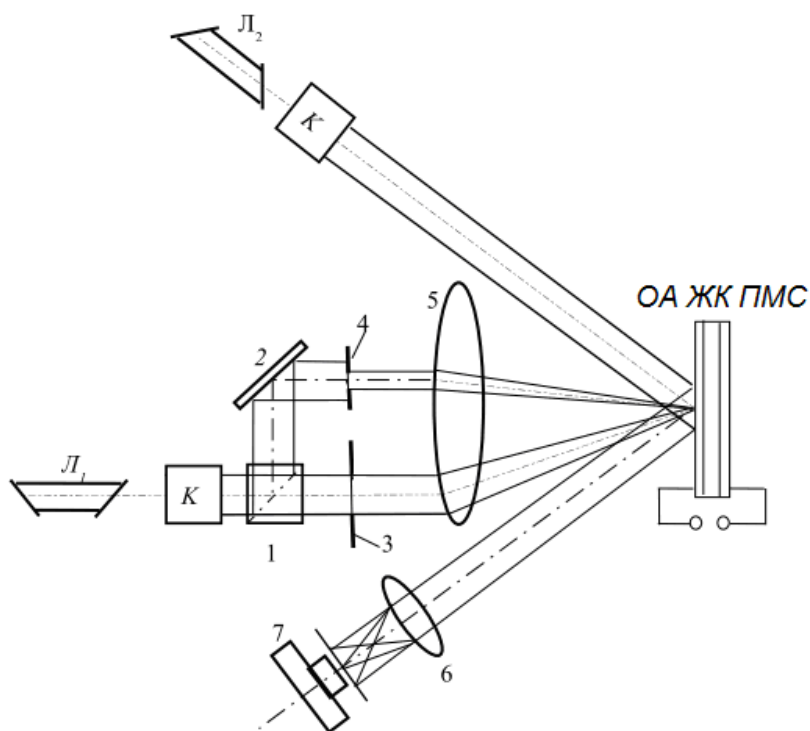


Рис. 3.24.  
Оптическая схема динамического голографического коррелятора.  
 $L_1, L_2$  – лазеры,  
К – коллиматоры,  
1 – светоделитель,  
2 – зеркало,  
3, 4 – диафрагмы (на их месте могут стоять эталонный и анализируемый транспаранты соответственно  $s(x, y), f(x, y)$ ),  
5, 6 – объективы,  
7 – телевизионная камера.

### **Вопросы для самопроверки к разделу 3**

1. Какие среды являются оптически анизотропными?
2. Какие ориентационные эффекты наблюдаются в жидких кристаллах?
3. Как задаются начальные граничные условия в ЖК?
4. Что такое порог Фредерикса?
5. Как рассчитывается эффективный показатель преломления и разность фаз на выходе ЖК слоя в случае S-деформации?
6. В чем заключается условие Могена в случае твист-деформации?
7. Чем конструктивно отличаются электрически и оптически управляемые модуляторы света?
8. Каковы основные достоинства и недостатки модуляторов, работающих в режиме на отражение по сравнению с модуляторами, работающими на просвет?
9. От каких параметров зависят времена включения и выключения ЖК модуляторов?
10. Какие существуют способы повышения быстродействия ЖК модуляторов?
11. Что такое сенситометрическая кривая ОА ЖК ПМС?
12. Чем определяется максимальный фотоиндуцированный фазовый набег ОА ЖК ПМС?
13. Какая голография называется динамической?
14. Как выглядят фазовые решетки со специальным профилем штриха для концентрации энергии?
15. На чем основан метод пространственной фильтрации, применяемый для оптической обработки изображений?
16. Какие существуют методы изготовления амплитудных, фазовых и комплексных оптических фильтров?
17. Как работает динамический голографический коррелятор?

## **Раздел 4. ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ**

### **4.1. Определение и описание**

Фотонный кристалл (ФК) – это материал, структура которого характеризуется периодически изменяющимся показателем преломления в одном, двух или трех пространственных направлениях. Наличие пространственно периодического изменения показателя преломления является главной отличительной особенностью ФК. В зависимости от числа пространственных направлений, вдоль которых показатель преломления периодически изменяется, фотонные кристаллы называются одномерными, двумерными и трехмерными, или сокращенно 1D ФК, 2D ФК и 3D ФК (D – от английского dimension) соответственно (рис.4.1).

Все три типа фотонных кристаллов (одномерные, двумерные и трехмерные) в литературе достаточно хорошо описаны [20, 24–26]. Одномерные ФК (1D ФК) представляют собой многослойную структуру из

чередующихся слоев с различными показателями преломления. Задолго до появления термина «фотонный кристалл» были известны одномерные периодические слоистые структуры, в которых характер распространения световых волн существенно изменяется из-за явлений интерференции и дифракции. Например, многослойные отражающие покрытия давно используются для изготовления диэлектрических зеркал и интерференционных фильтров, а объемные брэгговские решетки – в качестве селективных спектральных фильтров. С появлением термина «ФК» такие многослойные среды, в которых показатель преломления периодически изменяется вдоль одного направления, стали называть одномерными фотонными кристаллами. При нормальном падении света на такую структуру на определенных длинах волн коэффициент отражения быстро приближается к единице при увеличении числа слоев, образуя так называемый «брэгговский столик». Световые волны, попадающие в этот спектральный диапазон, практически полностью отражаются от периодической структуры. Этот эффект используется для создания диэлектрических зеркал. Диэлектрические зеркала применяются в устройствах, где не допускается растекание электрического заряда по поверхности зеркала. Примером может служить использование диэлектрических зеркал в оптически управляемых ЖК модуляторах, работающих на отражение, о которых рассказывалось выше. По терминологии ФК диапазон длин волн, на которых имеет место почти полное отражение света, и соответствующая ей область значений энергий фотона (или энергетическая зона) является запрещенной для световых волн, распространяющихся нормально слоям.

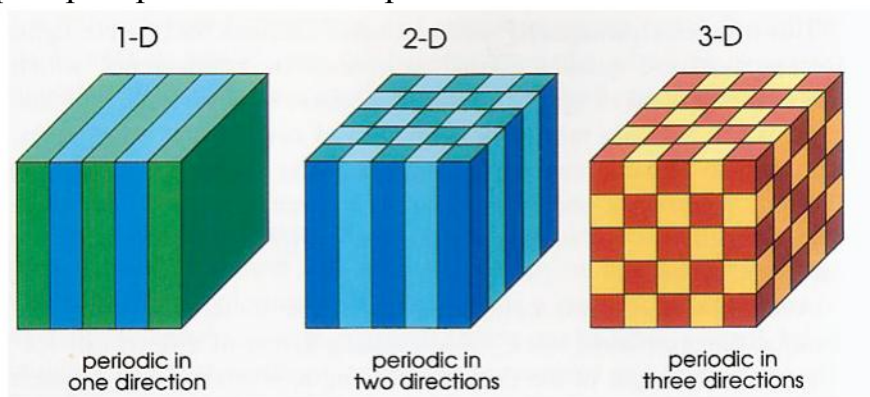


Рис. 4.1. 1D ФК, 2D ФК и 3D ФК

Одним из способов создания одномерного ФК является нанесение полосы кремния с прямоугольным сечением на подложку  $\text{SiO}_2$  и вытравливание в ней отверстий, расположенных на одной линии вдоль полосы на равном расстоянии друг от друга. Такая структура формирует фотонную запрещенную зону. Точечный дефект (резонансную полость) в такой структуре можно создать, увеличив расстояние между двумя отверстиями таким образом, чтобы оно слегка превышало период структуры. Точечный дефект действует следующим образом. Белый свет,

вошедший в структуру с торца планарного волновода (кремниевой полосы) будет распространяться вдоль него. Волна с резонансной частотой захватывается между двумя центральными отверстиями благодаря сформированной в структуре запрещенной зоне и многократно отражается между этими отверстиями (внутреннее отражение из-за зеркального эффекта в резонансной полости). Оптические колебания на резонансной частоте усиливаются за счет энергии поступающего света аналогично тому, как это происходит, например, в оптических усилителях Фабри–Перо. Другие же спектральные компоненты экспоненциально угасают из-за запрещенной зоны. При достаточном усилении свет резонансной частоты вырывается из резонансной полости и выходит из торца волновода. Эффект зеркального отражения достигается благодаря значительной разнице в коэффициентах преломления кремния и кварца.

Двумерный ФК можно получить, сформировав периодическую структуру вертикальных диэлектрических стержней, обычно изготавливаемых из кремния. Они располагаются на кварцевой подложке “квадратно-гнездовым способом”. Элементарной ячейкой 2D ФК может служить симметричная решетка из девяти стержней. Для получения оптического дефекта диаметр центрального стержня изменяют вдвое. Двумерная регулярно-симметричная решетка также формирует запрещенную зону, препятствующую прохождению излучения вдоль стержней. Аналогично точечному, в 2D ФК можно создать линейный дефект, позволяющий задавать направление распространения светового луча на резонансной частоте.

Достаточно успешно 2D ФК применяются на практике. Обычно они используются в виде планарных (тонкопленочных) фотонных кристаллов или в виде фотонно-кристаллических волокон (ФКВ). ФКВ представляют собой двумерную структуру с дефектом в центральной части, вытянутую в перпендикулярном направлении. ФКВ являются принципиально новым типом оптических волокон и предоставляют возможности по транспортировке световых волн и управлению световыми сигналами, недоступные для оптических волокон других типов.

Трехмерный ФК – это трехмерная регулярно-симметричная решетка. Она создает запрещенную зону, также трехмерную, препятствующую прохождению излучения через ФК. В таком ФК можно создать пространственный дефект, способствующий прохождению света определенной частоты в заданном направлении в пространстве. В силу сложности создания трехмерного ФК его часто моделируют двумерным ФК, значительно более простым в изготовлении.

Главной отличительной чертой ФК является существование в них областей с достаточно большим контрастом показателей преломления. В спектрах 3D ФК появляются области, получившие название полных фотонных запрещенных зон (ФЗЗ). Распространение излучения с энергией фотонов, принадлежащей ФЗЗ в таких кристаллах, невозможно.

Излучение, спектр которого принадлежит ФЗЗ, извне в ФК не проникает, существовать в нем не может и полностью отражается от границы. Запрет может нарушаться только при наличии дефектов структуры или при ограниченных размерах ФК. При этом целенаправленно созданные линейные дефекты являются волноводами с малыми изгибными потерями (до микронных радиусов кривизны), точечные дефекты – миниатюрными резонаторами.

Примером встречающихся в природе ФК являются полудрагоценные камни опалы, перламутровое покрытие раковин моллюсков. Опалесценция природных опалов обусловлена периодическим чередованием областей кремния с кубической и гексагональной упаковкой атомов. Однако большая часть применяемых в технике ФК – это искусственные периодические диэлектрические структуры с оптической запрещенной зоной, препятствующей распространению света в определенном диапазоне длин волн. Создавая точечные дефекты или резонансные полости в таком кристалле, можно захватить фотоны в “ловушки” запрещенной зоны или локализовать фотоны в полостях дефекта, а затем использовать. Частотный диапазон и другие параметры такой полости можно задавать достаточно просто. Регулярные структуры интегральных оптических волноводов (или диэлектрических стержней) с круглым, прямоугольным или шестигранным сечением позволяют формировать диэлектрическую (оптическую) и даже гибридную (диэлектрически-металлическую) кристаллические структуры, обладающие уникальными свойствами.

Идея фотонных кристаллов принадлежит Эли Яблоновичу. Первый трехмерный ФК, рассчитанный на микроволновый диапазон, был им получен в 1991 году [20]. В качестве заготовки использовался куб диэлектрика, на поверхность которого наносилась маска с массивом отверстий, каждое из которых затем рассверливалось по трем направлениям под углом  $35^\circ$  к вертикали и  $120^\circ$  друг к другу так, что в горизонтальном сечении формировались массивы из трех отверстий, расположенных в вершинах равностороннего треугольника (рис. 4.2). Данная структура получила название кристалла Яблоновича.

Поскольку изготовление описанного кристалла представляет значительную технологическую сложность, были предложены другие варианты его конструирования. Так, в 1994 году Фэн и его коллеги предложили структуру кубического ФК, рассчитанного на субмикронные технологии и собранного послойно из двух различных диэлектрических материалов (Si и SiO<sub>2</sub>). Каналы из материала с малой диэлектрической проницаемостью расположены в шахматном порядке и проходят через материал с высоким  $\epsilon$ . Однако наиболее технологична структура трехмерного ФК, формируемая по методу Лина–Флеминга (ScandiaLab.). На подложку из Si наносят первый слой SiO<sub>2</sub>. Затем в нем нарезают параллельные борозды, которые заполняются поликристаллическим кремнием. При повторении процесса в каждом следующем слое двуокиси

кремния направление нарезки борозд перпендикулярно предыдущему. Таким способом получается многослойная заготовка (в первоначальной структуре было шесть слоев). Затем  $\text{SiO}_2$  удаляют, и остается трехмерный остов из кремниевых стержней. Полученная структура носит название «поленница» (рис.4.6,b). Эффективность захвата света такой структурой достигает 95%. Максимальная эффективность достигается при девятислойной структуре. Чтобы создать в описанной структуре световодный канал, например, для поворота светового луча под углом  $90^\circ$ , из нее нужно удалить один или несколько стержней.

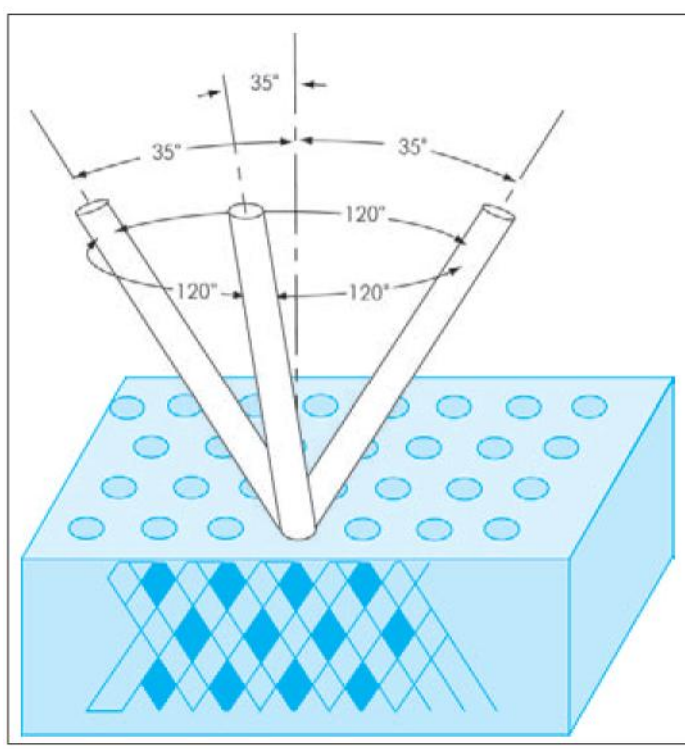


Рис. 4.2. Структура трехмерного ФК Яблоновича.

Другим недостатком предложенной Яблоновичем технологии была ее непригодность для формирования кристаллов, пригодных для работы в общепринятых окнах прозрачности, то есть с длинами волн 850, 1310, 1550 нм. Поэтому специалистами ScandiaLab была разработана новая технология, решающая эту проблему. Так, в простейшем случае ФК можно получить путем добавления периодической структуры к обычному оптическому волноводу.

Технология заключается в осаждении слоя кремния на подложку  $\text{SiO}_2$  с последующим формированием в Si-слое точечных дефектов. Хотя в целом дефекты являются периодическими, они располагаются с локальной нерегулярностью. Эта нерегулярность и создает необходимые оптические эффекты. ФК позволяют реализовать эффекты, недоступные для обычных оптических устройств. Например, возможна передача оптического луча с поворотом на  $90^\circ$  практически без потерь мощности (рис.4.3), а также пересечение двух оптических волноводов в одной плоскости с

пренебрежимо малым уровнем переходных помех. Возможно также осуществлять расщепление луча на два (рис. 4. 4).

Поворот луча удобнее рассматривать в плоскости и применительно к двумерному ФК. Запрещенная зона препятствует прохождению света с определенной спектральной полосы в слое материала. Чтобы прохождение луча стало возможным, требуется сформировать уже не точечный, а линейный дефект структуры. Например, можно убрать один ряд стержней. Для поворота луча на  $90^\circ$  следует сформировать уже два линейных дефекта, которые соединяются под прямым углом. Этого можно добиться, удалив ряд стержней на пути прохождения луча. Таким образом, в периодической двумерной структуре создается прямоугольный канал, выходу излучения из которого препятствует запрещенная зона. Несмотря на то, что теоретически прохождению луча препятствуют отражения, фактическая эффективность передачи может быть близка к 100%. Как видно из рис. 4.3, радиус поворота может составлять порядка двух периодов решетки, что меньше длины волны луча. Такой поворот аналогичен одномерному резонансному туннельному эффекту в квантовой механике.

Наиболее важными чертами сходства между ФК и твердыми телами являются следующие:

1. периодическая модуляция показателя преломления в ФК формирует решетку, подобную кристаллической в твердом теле;
2. поведение фотонов в ФК подобно поведению электрона и дырки в атомной решетке полупроводника;
3. из-за периодичности решетки в том и другом случае возникают запрещенные зоны.

Однако между полупроводниковыми и фотонными кристаллами имеются и существенные различия. Одно из основных различий – распределение частиц по энергиям. Электроны подчиняются распределению по энергиям Ферми-Дирака (при низких температурах), переходящему в распределение Максвелла (при высоких). Фотоны, как частицы с целым спином, подчиняются распределению Бозе–Энштейна. Таким образом, расчет распределения оптического поля или фотонной зонной структуры значительно упрощается. Наличие фотонной зонной структуры – наиболее важное свойство ФК, определяющее их практическую значимость.

В 1D ФК существует очень мало способов варьирования параметров структуры. Варьировать можно коэффициент преломления слоев (выбор соответствующего материала), толщину слоев и количество слоев в периоде структуры. Так что сразу переходим к двумерному случаю.

Логично предположить, что варьирование формы областей с различным коэффициентом преломления и их взаимного расположения даст бесконечное число различных типов 2D ФК решеток. Однако по соображениям наиболее простой и отработанной технологии на практике

обычно применяются две из них: квадратная и гексагональная. Как понятно по их названиям, элементарной ячейкой квадратной решетки является квадрат, а гексагональной – шестиугольник. При этом сами элементы вовсе не обязаны повторять форму элементарной ячейки. Они могут быть, например, круглыми или любой другой формы. Примеры таких решеток представлены на рисунке 4.5.

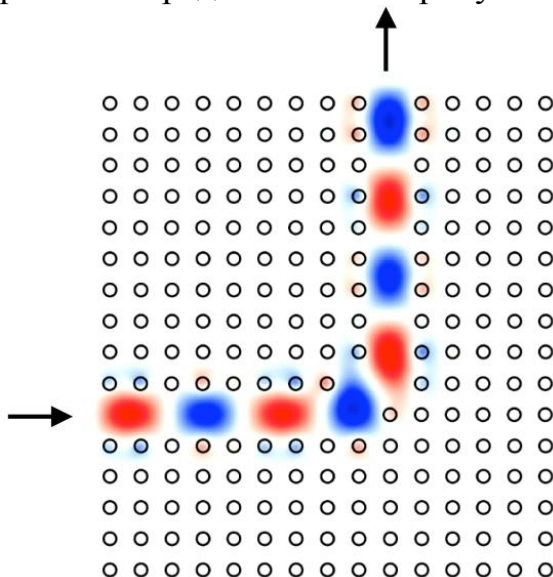


Рис.4.3. Поворот луча в 2D ФК на  $90^0$ .

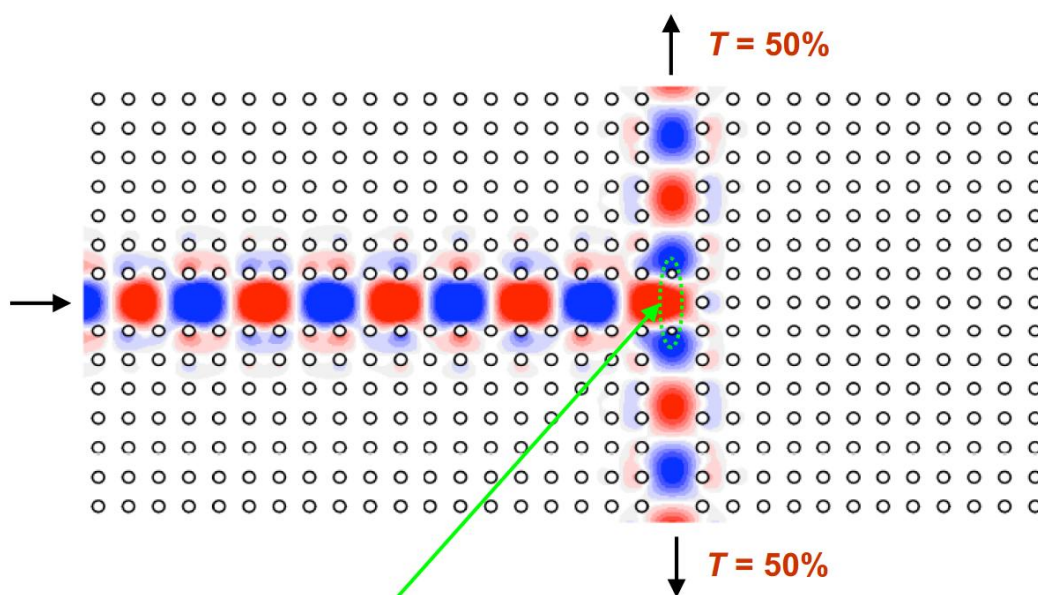


Рис.4.4. Расщепление луча в 2D ФК. Выделенные стержни вводятся для согласования входного и выходных волноводов.

Геометрия 3D ФК может меняться огромным числом способов, которые приводят к образованию соответствующего числа типов структур. Поскольку 3D ФК более всего походят на обычные твердые кристаллы, их структуры соответствуют кристаллическим сингониям и носят те же названия. При этом технология изготовления ФК позволяет создавать



решетки, для твердых тел невозможные. Из изображенных на рисунке 4.6 вариантов только кубическая гранецентрированная (а) и решетка алмаза (d) имеют твердотельные аналоги.

Таким образом, ФК могут иметь значительное число возможных типов кристаллических решеток, которые сильно различаются по своим фундаментальным свойствам, таким как зонная структура, спектры пропускания и отражения.

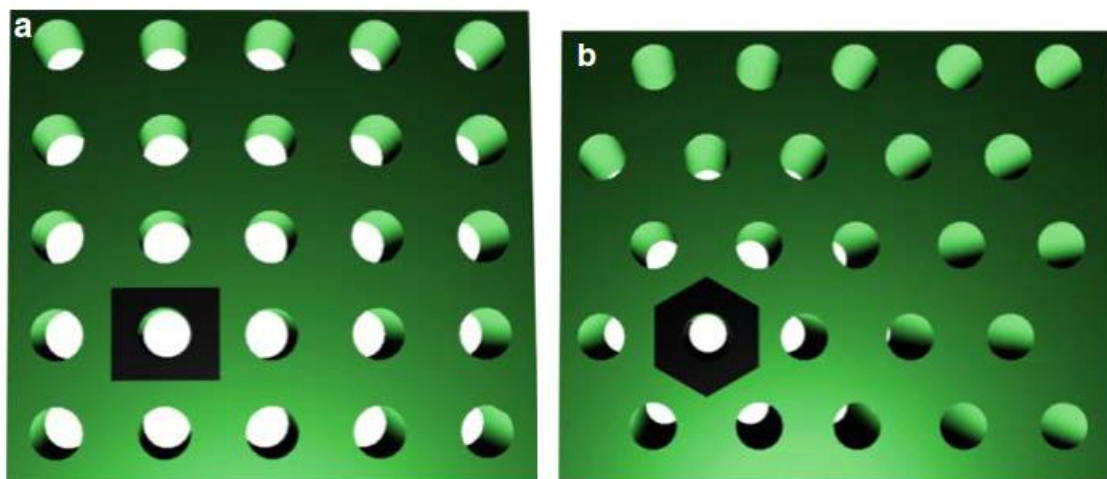


Рис.4.5. Примеры 2D ФК решеток квадратного (а) и гексагонального (b) типов с круглыми элементами.

#### 4.2. Фотонные запрещенные зоны

В физике фотонных кристаллов принята особая терминология [23]. **Зонная структура** ФК дает общую информацию об его свойствах. Она представлена собственными состояниями или собственными частотами бесконечной периодической структуры. **Собственная частота** – другой важный термин, она также называется резонансной частотой кристалла. Поскольку ФК представляют собой бесконечную периодическую структуру, возникает ряд отражений Френеля на внутренних поверхностях. Интерференция между падающей и отраженной волнами вызывает либо передачу, либо отражение излучения. Таким образом, ФК позволяют получить разрешенные и запрещенные зоны для энергий фотонов, аналогично полупроводниковым материалам, в которых существуют разрешенные и запрещенные зоны для энергий носителей заряда. В литературе появление запрещенных зон объясняется тем, что при определенных условиях, интенсивности электрического поля стоячих волн ФК с частотами, близкими к частоте запрещенной зоны, смещаются в разные области ФК. Так, интенсивности поля низкочастотных волн концентрируются в областях с большим коэффициентом преломления, а интенсивности поля высокочастотных – в областях с меньшим коэффициентом преломления. Встречается и другое описание природы запрещенных зон в ФК: «фотонными кристаллами принято называть

среды, у которых диэлектрическая проницаемость периодически меняется в пространстве с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света».

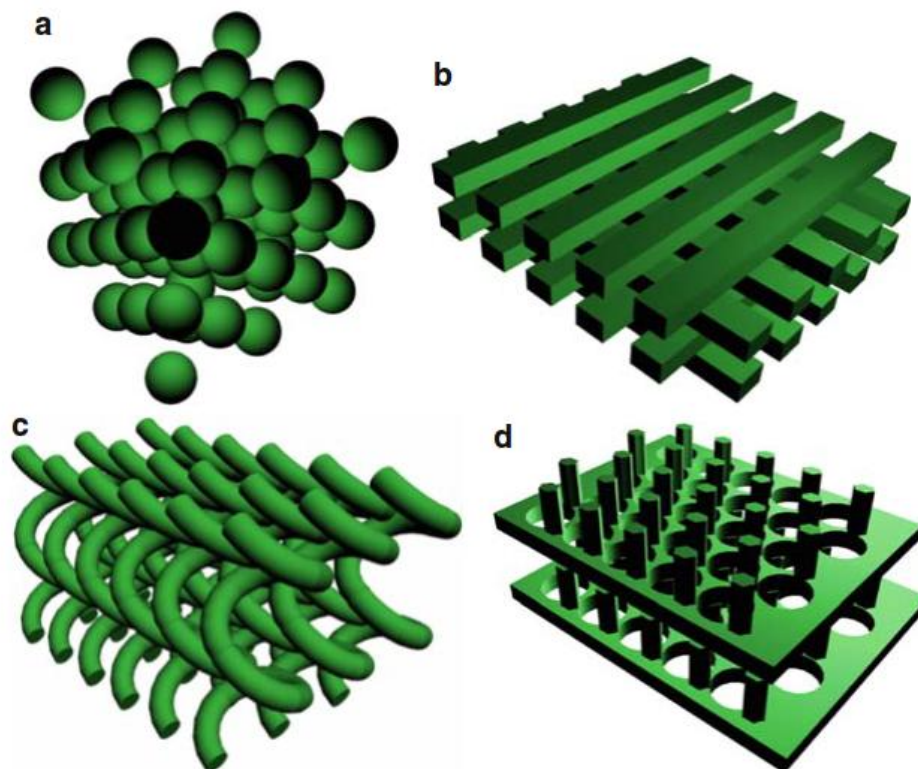


Рис.4.6. Типы решеток 3D ФК: гранецентрированная кубическая (а); «поленница» (b); осажденная под скользящим углом (с); решетка алмаза (d).

Каждой из собственных частот соответствует *волновой вектор* [25]. Независимо от размерности самого ФК, его зонную структуру можно изобразить на 2D графике (рис.4.7).

По оси абсцисс откладывается волновой вектор падающего излучения, а по оси ординат – резонансные частоты среды. Предположим, в ФК входит излучение с частотой  $\omega_1$ . Поскольку оно проникает в кристалл, его волновой вектор входит в число разрешенных средой. Величина этого вектора  $\mathbf{k}_1$  легко может быть найдена по графику зонной структуры.

Теперь представим себе другой случай. Падающее излучение имеет частоту  $\omega_2$ . Мы видим, что эта частота принадлежит диапазону частот, запрещенных в кристалле: в этом диапазоне не существует реальных волновых векторов. Тем не менее, этому излучению можно поставить в соответствие комплексный вектор  $\mathbf{k}_2$ . Мнимая часть вектора соответствует волновому затуханию либо усилению. В нашем случае – затуханию. Это означает, что излучение с частотой  $\omega_2$  будет отражаться кристаллом. Однако, поскольку коэффициент затухания – величина конечная, излучение будет проникать в кристалл на некоторую глубину.

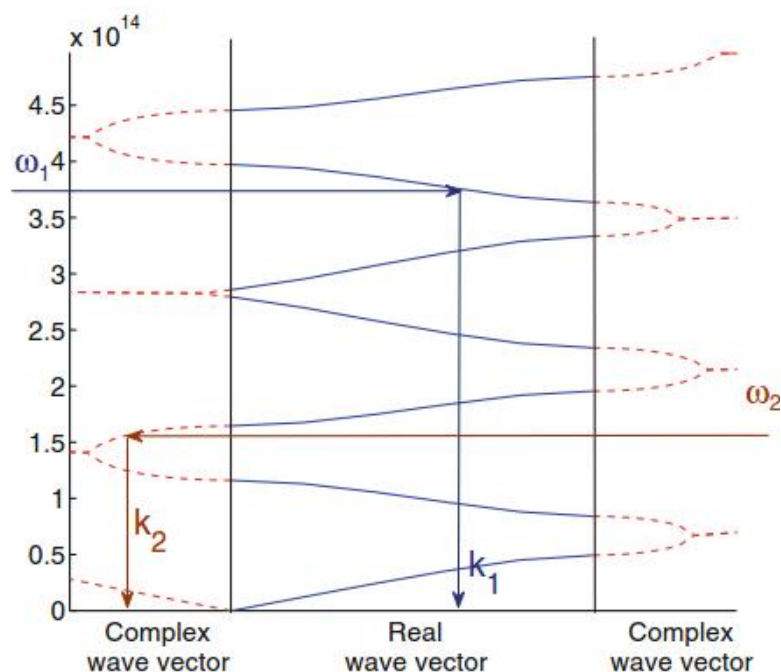


Рис. 4.7. Зонная структура 1ДФК.

Два рассмотренных случая отражают основной принцип анализа фотонной зонной структуры. А именно, периодическая среда имеет запрещенные диапазоны частот. В кристалл проникает лишь излучение, частота которого является разрешенной для данного кристалла. В противном случае излучение отражается. Запрещенные диапазоны частот обычно называют фотонными запрещенными зонами. Если излучение обладает допустимой частотой, его волновой вектор принимает значения, которые можно найти, зная зонную структуру ФК. Последнее актуально для двумерных и трехмерных ФК, в которых волновой вектор зависит от направления распространения излучения. Это позволяет задавать в ФК направление распространения излучения, приводящее к ряду интересных эффектов, таких как сильная угловая дисперсия.

Другими словами, если излучение с частотой запрещенной зоны генерируется внутри такого ФК, то оно не может в нем распространяться, если же такое излучение посылается извне, то оно будет отражаться от ФК. Одномерные ФК позволяют получить запрещенные зоны и фильтрующие свойства для излучения, распространяющегося в одном направлении, перпендикулярном слоям материалов. Двухмерные ФК могут иметь запрещенные зоны для излучения, распространяющегося как в одном, двух направлениях, так и во всех направлениях данного фотонного кристалла, которые лежат в плоскости. Трехмерные ФК могут иметь запрещенные зоны в одном, в нескольких или во всех направлениях. Запрещенные зоны существуют для всех направлений в ФК при большой разнице показателей преломления материалов, из которых состоит ФК,

определённых формах областей с разными показателями преломления и определённой кристаллической симметрии.

Зонная структура, то есть число запрещённых зон, их положение и ширина в спектре, зависит от размера и формы областей с разным показателем преломления, типа кристаллической решётки, в которой они упорядочены, а также от показателей преломления. Поэтому, как и в полупроводниках, возможно управление шириной запрещенной зоны при помощи внешних воздействий. Например, в некоторых материалах, может изменяться показатель преломления под воздействием внешних электрических или магнитных полей.

В 1990 году был создан ФК с гранецентрированной кубической структурой (структурой опала), состоящий из диэлектрических сфер с высоким показателем преломления, помещенных в воздушную среду (рис.4.6, а) [23]. Зонная диаграмма такой структуры представлена на рисунке 4.8. Как видно из рисунка, первая зона лежит в диапазоне частот  $0 - 0.8$ . Вторая зона совпадает с первой в интервале волновых векторов  $\Gamma - L$  (в диапазоне частот  $0 - 0.7$ ) и  $\Gamma - X$  (в диапазоне частот  $0 - 0.79$ ). Более того, внутри всех исследованных частотных диапазонов существует по крайней мере одно собственное состояние, то есть не существует фотонных зон, запрещенных во всех диапазонах частот. Отметим, что сказанное справедливо при любых показателях преломления для решеток такого типа.

При этом расчет зонной структуры алмазоподобной решетки, также сконструированной из диэлектрических сфер в воздушной среде, дает полную запрещенную фотонную зону между второй и третьей зонами, то есть запрещенную для всех частот излучения (рис.4.9).

Имеется полная запрещенная фотонная зона и для структур типа инвертированной гранецентрированной кубической, представляющих собой сферические пустоты в диэлектрической среде (рис.4.10). Следует обратить внимание, что сферические пустоты расположены очень близко друг к другу, на расстоянии, много меньшем диаметра, почти соприкасаются.

Рассмотрим теперь, как зонная диаграмма зависит от поляризации излучения. Для примера рассмотрим двумерный ФК, состоящий из кристалла арсенида галлия, в котором просверлены цилиндрические отверстия (рис.4.11). Основным материал – GaAs, его показатель преломления  $n=3,53$ , (области чёрного цвета на рисунке), воздух, которым наполнены цилиндрические отверстия, имеет показатель преломления,  $n=1$  (области белого цвета).

Цилиндрические отверстия упорядочены в гексагональной решетке. Сравним зонные диаграммы, рассчитанные для этого ФК для ТЕ (вектор электрического поля направлен параллельно осям цилиндров) и ТМ (вектор магнитного поля направлен параллельно осям цилиндров) поляризаций излучения (Рис. 4.12).

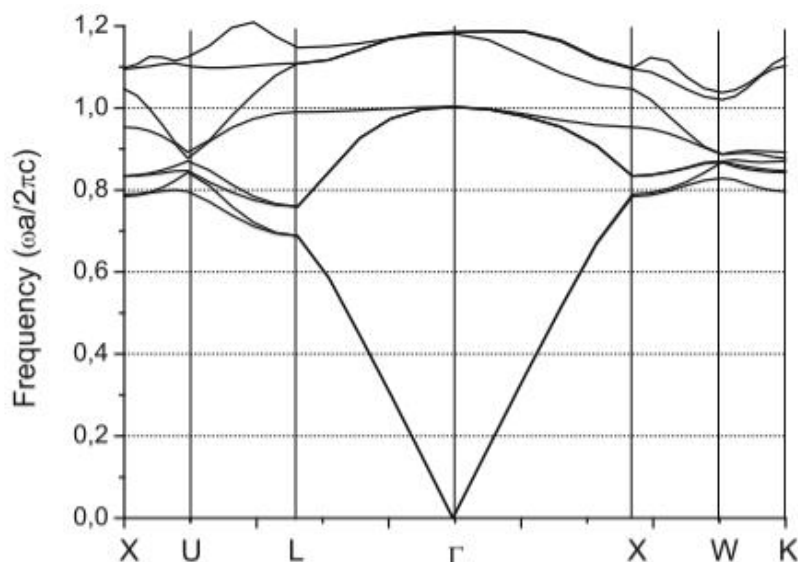


Рис. 4.8. Зонная структура 3D ФК с гранецентрированной кубической решеткой.

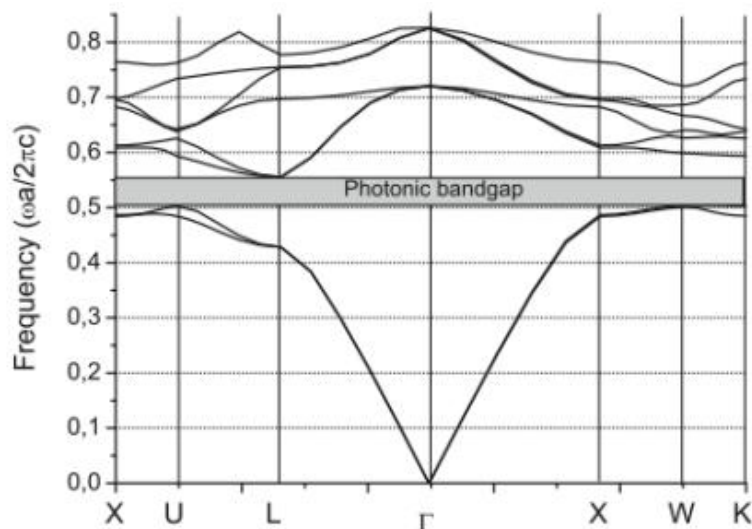


Рис. 4.9. Зонная структура 3D ФК с алмазоподобной решеткой.

По оси абсцисс отложены волновые векторы в ФК, по оси ординат – нормированная частота, соответствующая энергетическим состояниям. Сплошные кривые на этих рисунках представляют собой энергетические состояния в данном ФК для ТЕ и ТМ поляризованных волн соответственно. Закрашенные области показывают запрещённые зоны для фотонов. Пунктирные линии – это световые линии (или световой конус) данного ФК. Одна из основных областей применения описанных ФК – оптические волноводы, и световая линия определяет область, внутри которой располагаются волноводные моды волноводов, построенных с помощью таких ФК, обладающие малыми потерями. Другими словами, световая линия определяет зону интересующих нас энергетических состояний рассматриваемого ФК. Стоит обратить внимание, что данный ФК имеет две запрещённых зоны для ТЕ-поляризованных волн и три широких запрещённых зоны для ТМ-поляризованных волн. Запрещённые

зоны для TE- и TM- поляризованных волн, лежащие в области малых значений нормированной частоты, перекрываются, а значит, данный ФК обладает полной запрещённой зоной в области перекрытия запрещённых зон TE и TM волн не только во всех направлениях, но и для волн любой поляризации (как TE, так и TM).

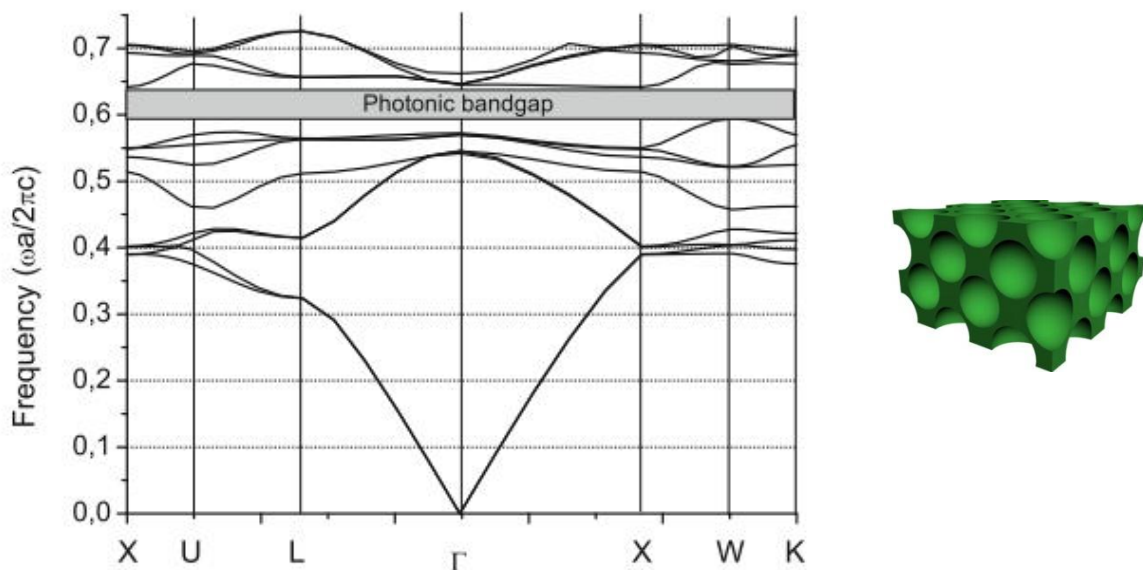


Рис. 4.10. Зонная структура 3D ФК с инвертированной гранецентрированной кубической решеткой.

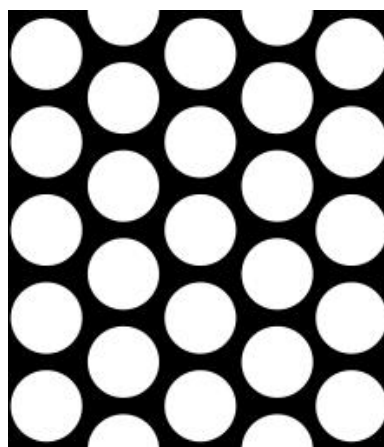


Рис. 4.11. Распределение коэффициентов преломления в двумерном ФК.

Из приведённых зависимостей мы можем определить геометрические параметры ФК, первая запрещённая зона которого приходится на длину волны 680 нм. Период ФК равен 294 нм, радиус отверстий – 117,6 нм.

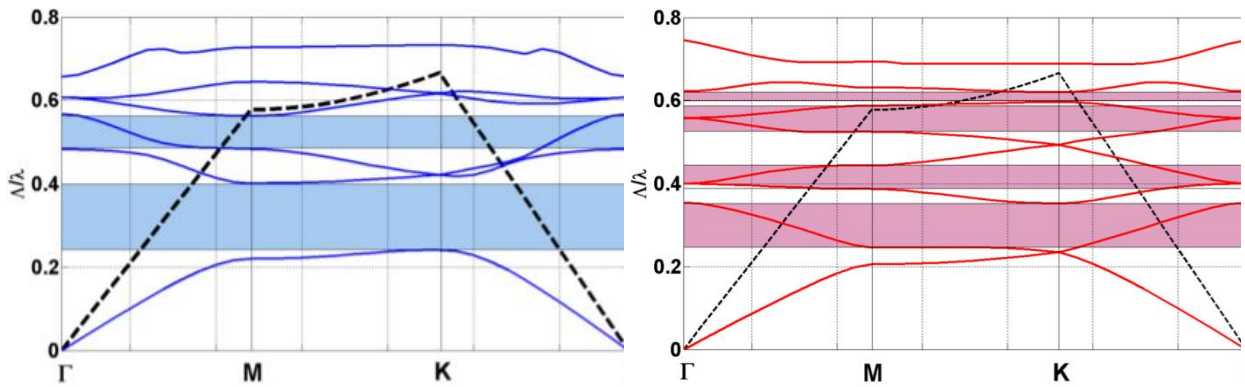


Рис. 4.12. Зонные диаграммы, рассчитанные для ФК, изображенного на рисунке 4.11, для случаев ТЕ (а) и ТМ (б) поляризации излучения.

На рисунке 4.13 показаны спектры коэффициента отражения ФК с параметрами, определёнными выше для ТЕ и ТМ волн соответственно. Предполагалось, что данный ФК состоит из 8 пар слоёв отверстий и излучение распространяется в направлении  $\Gamma - K$ . Приведённые зависимости наглядно демонстрируют наиболее известное свойство ФК: электромагнитные волны с собственными частотами, соответствующими запрещённым зонам ФК, характеризуются коэффициентом отражения, близким к единице, и подвергаются практически полному отражению от данного ФК. Электромагнитные волны с частотами вне запрещённых зон данного ФК характеризуются меньшими коэффициентами отражения от ФК и полностью или частично проходят через него.

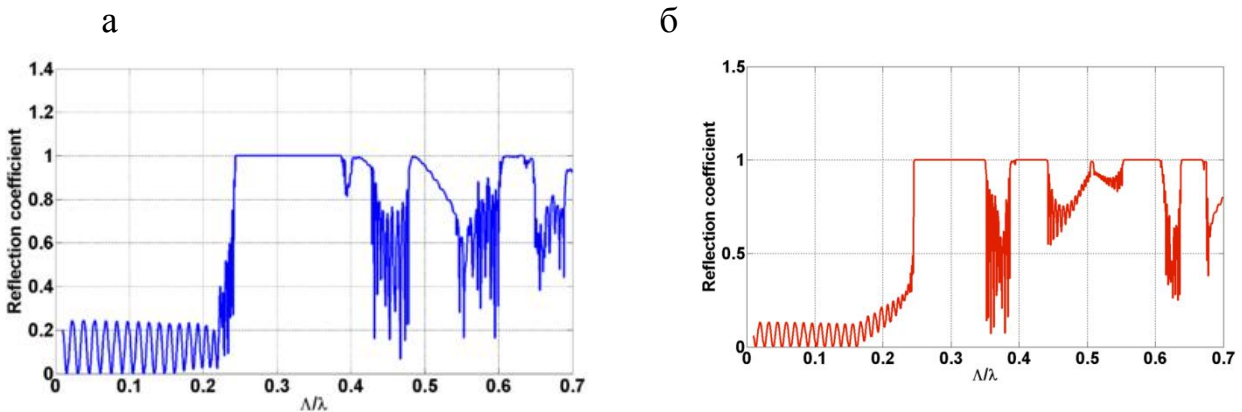


Рис. 4.13 Спектры отражения рассматриваемого ФК: а – ТЕ поляризация, б – ТМ поляризация.

### 4.3. Методы изготовления ФК

Существует много методов изготовления ФК, и продолжают появляться новые. Некоторые методы больше подходят для формирования одномерных ФК, другие – для двумерных, третьи – для трёхмерных. Одномерные ФК, представляющие собой слоистые структуры, обычно формируются методом газофазной эпитаксии или эпитаксиального выращивания кристаллических плёнок в вакууме. Создание ФК более

высоких размерностей требует многоэтапной технологии, включающей в себя как осаждение слоев, так и вытравливание определенного рельефа.

Методы травления наиболее удобны для изготовления 2D ФК и широко используются в производстве полупроводниковых приборов. Эти методы основаны на применении маски из фоторезиста, осажденной на поверхности полупроводника, которая задает геометрию области травления. Эта маска может быть получена в рамках стандартного фотолитографического процесса, за которым следует травление сухим или влажным методом поверхности образца с фоторезистом. По достижении требуемой глубины травления фоторезист смывается. Так формируется простейший 2D ФК. Недостатком данного метода является низкое разрешение, характерное для процесса фотолитографии – порядка одного микрона. При этом ФК имеют характерные размеры порядка сотен нанометров. Таким образом, использование фотолитографии при производстве ФК с запрещенными зонами ограничено разрешением фотолитографического процесса.

Для улучшения разрешения химическое травление может быть заменено травлением ионным пучком. Современные системы ионного травления используют так называемую «карту травления», записанную в специального формата файлы, которая описывает рельеф травления. Для повышения скорости травления, а также для осаждения в вытравленные области других материалов могут быть использованы дополнительные газы. Материалы, осажденные в вытравленные области, позволяют формировать ФК с периодическим чередованием не только исходного материала и воздуха, но и исходного материала, воздуха и дополнительных материалов.

Технология, включающая травление, в любом случае весьма трудоемка. Поэтому в настоящее время интенсивно развивается альтернативная технология – самосборка ФК. Для самопроизвольного формирования ФК используют коллоидные частицы (чаще всего – монодисперсные кварцевые или полистирольные), которые находятся в жидком растворителе и по мере испарения жидкости осаждаются в некотором объеме. По мере их осаждения друг на друга они формируют 3DФК и упорядочиваются преимущественно в гранцентрированную или гексагональную кристаллические решетки. Этот метод достаточно медленный, формирование ФК может занимать недели. Другой метод самопроизвольного формирования ФК называется сотовым. Он состоит в фильтровании жидкости, в которой находятся частицы, через маленькие поры. Этот метод позволяет сформировать ФК со скоростью, определённой скоростью течения жидкости через поры, но при высыхании растворителя в кристалле образуются дефекты.

Большой контраст коэффициентов преломления материалов, образующих ФК, является одним из условий получения запрещенных фотонных зон во всех направлениях. Описанные выше методы



самопроизвольного формирования ФК чаще всего применялись для осаждения сферических коллоидных частиц диоксида кремния, коэффициент преломления которого относительно мал, а значит, мал и контраст коэффициента преломления. Для увеличения этого контраста используются дополнительные технологические шаги – инвертирование. Сначала пространство между частицами заполняется материалом с большим коэффициентом преломления, а затем частицы вытравливаются. Метод инвертирования применим не только в случае самосборки. Выше нами уже описывалась технология получения решетки типа «поленница».

Голографические методы создания ФК базируются на применении принципов голографии для формирования периодического изменения коэффициента преломления в пространственных направлениях. Запись одномерной решетки происходит в результате интерференции двух когерентных волн, для записи двумерных и трехмерных голограмм требуется не менее трех когерентных лучей.

Описанные выше методы применяются для формирования ФК с фиксированной шириной фотонной запрещенной зоны. В 1999 году группа Саджива Джона из университета Торонто впервые создала структуру ФК с управляемой шириной запрещенной зоны [20]. Этот ФК был ими сконструирован на основе искусственного кристалла опала, причем воздушные пустоты кристалла заполнялись кремнием. Затем субстанцию опала вытравливали, при этом формировалась инверсная опалу кристаллическая структура с периодически расположенными сферическими пустотами (рис. 4.14).

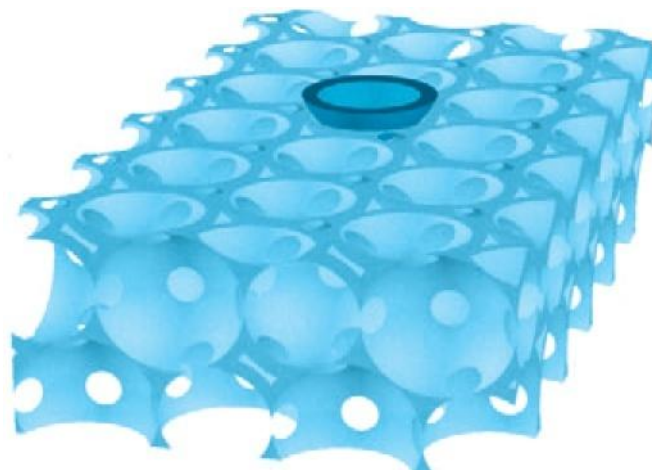


Рис. 4.14. Структура ФК с управляемой шириной запрещенной зоны.

Описанная структура имеет запрещенную зону, препятствующую распространению длин волн в диапазоне 1380 – 1620 нм, что составляет 8% относительно центральной длины волны 1500 нм. Затем внутренние поверхности сфер покрывались нематическим ЖК с низким коэффициентом преломления (темная полусфера на верхнем срезе кристалла). В результате покрытия жидким кристаллом относительная

ширина запрещенной зоны уменьшалась с 8 до 1,6%. Поскольку эффективным коэффициентом преломления ЖК можно управлять с помощью внешних электрических или магнитных полей, то, прикладывая внешнее магнитное поле, можно управлять шириной запрещенной зоны ФК в диапазоне 1,6–0%.

#### 4.4. Перспективы применения ФК

О некоторых областях применения ФК, непосредственно связанных с их оптическими свойствами, уже упоминалось. Многослойные отражающие покрытия (одномерные ФК) используются для изготовления диэлектрических зеркал и пленочных интерференционных фильтров, хорошо известен также распределённый брэгговский отражатель.

2D ФК обычно используются в виде планарных (тонкопленочных) ФК или в виде фотонно-кристаллических волокон (ФКВ). ФКВ представляют собой двумерную структуру с дефектом в центральной части, вытянутую в перпендикулярном направлении. ФКВ являются принципиально новым типом оптических волокон и предоставляют возможности по транспортировке световых волн и управлению световыми сигналами, недоступные для оптических волокон других типов.

2D ФК, полученные осаждением слоя кремния на подложку  $\text{SiO}_2$  с последующим формированием в Si-слое точечных дефектов, в целом периодических, но с локальной нерегулярностью, позволяют реализовать такие эффекты, как поворот оптического луча на  $90^\circ$  и пересечение двух оптических волноводов в одной плоскости с пренебрежимо малым уровнем переходных помех. Возможно также осуществлять расщепление луча на два и эффективную фильтрацию отдельной оптической несущей.

ФК могут также найти широкое применение в оптических интегральных технологиях для создания фотонных интегральных схем (ФИС). Эти схемы перспективны для оборудования оптических сетей связи, а также для сверхбыстродействующих компьютерных систем. Так, используя систему связанных линейных и пространственных дефектов, можно сформировать сложную геометрию пространственного оптического волновода, аналогично топологии электрических связей в электрических интегральных схемах (ЭИС). Следовательно, технология формирования ФК может быть использована для изготовления ФИС, способных в будущем заменить ЭИС в микропроцессорной технике. Такая замена позволит резко сократить высокое энергопотребление, характерное для всех ЭИС, а также увеличить тактовые частоты и скорость передачи данных за счет более высокой скорости распространения оптического луча по сравнению с фазовой скоростью электрического сигнала.

С фотонными кристаллами связывают будущее современной кибернетики. Потенциал практических применений ФК очень велик. Можно ожидать появления целого ряда фотонных устройств с уникальными характеристиками. Вот только некоторые из них.

- Лазеры с ФК позволят получить малосигнальную лазерную генерацию – так называемые низкопороговые и беспороговые лазеры сверхмалых размеров.
- Сверхяркие ФК светодиоды дадут возможность управлять спектром излучения.
- ФК волноводы с микронным радиусом изгиба, очень компактные и обладающие малыми потерями, будут способствовать миниатюризации оптических схем.
- С помощью ФК можно будет создавать среды с отрицательным показателем преломления, что даст возможность фокусировать свет в точку размерами меньше длины волны («суперлинзы»).
- Дисперсионные свойства ФК дадут возможность создавать суперпризмы.
- Появится новый класс дисплеев, в которых манипуляция цветом пикселей будет осуществляться при помощи ФК.
- Благодаря упорядоченному характеру явления удержания фотонов в ФК на основе этих сред возможно построение устройств оптической памяти и логических устройств (устройств обработки оптического сигнала).
- Уже создаются фотонные интегральные схемы с высокой степенью интеграции на основе планарных ФК.
- ФК позволяют сделать существенный шаг в направлении миниатюризации спектральных фильтров, в том числе перестраиваемых.
- ФК могут использоваться как средства доставки мощного лазерного излучения на основе ФКВ с полый сердцевиной.

Это лишь примерный список направлений использования ФК. Несомненно, он будет расширен. В настоящее время используются, в основном, лишь одномерные и двумерные ФК. Практическая реализация потенциальных возможностей 3D ФК затруднена отсутствием эффективных технологий создания высококачественных 3D ФК, способов целенаправленного формирования в них локальных неоднородностей, линейных и точечных дефектов, а также методов сопряжения с другими фотонными и электронными устройствами.

#### ***Вопросы для самопроверки к разделу 4***

1. Что такое фотонный кристалл?
2. Какие существуют конструкции одномерных, двумерных и трехмерных ФК?
3. Какие существуют технологии изготовления 1D, 2D, и 3D ФК?
4. Что такое полные фотонные запрещенные зоны в ФК?
5. В чем сходство и различие между запрещенными зонами в полупроводниках и в фотонных кристаллах?
6. От каких параметров зависит зонная структура ФК, то есть число запрещённых зон, их положение и ширина в спектре?
7. Будут ли различаться зонные диаграммы данного ФК для излучения одной длины волны, но различной поляризации?

8. Как практически осуществляется поворот и расщепление светового луча в 2D ФК?
9. Можно ли управлять шириной фотонных запрещенных зон с помощью внешних воздействий?

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основная идея изложенного в пособии курса – показать принципы и этапы сборки принципиальной схемы передачи, обработки, отображения и хранения информации строго оптическими методами. Этой идее подчиняется структура пособия. Вначале описываются излучатели и приемники, в которых происходит генерация и поглощение излучения. Далее идут модуляторы, позволяющие передавать, обрабатывать и хранить в оптическом виде стороннюю информацию, не связанную с информацией об источнике. Полупроводниковые лазеры и жидкокристаллические модуляторы являются, разумеется, не единственно возможными, но наиболее часто применяемыми в системах передачи и обработки информации элементами благодаря гибкости характеристик, компактности, технологичности и надежности. Что же касается фотонных кристаллов, потенциал их применения огромен, в том числе в информационных оптических системах, однако практическое применение пока ограничивается доступностью технологий их изготовления. Не до конца решена и проблема сопряжения ФК с другими фотонными и электронными устройствами, особенно когда речь идет о 3D ФК. Тем не менее, наука и технология не стоят на месте, и возможно уже скоро ФК войдут в наш быт и станут столь же привычными, как полупроводники и жидкие кристаллы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Алферов Ж.И.* История и будущее полупроводниковых гетероструктур //ФТП, 1998, т.32, №1. С.3-18.
2. *Амосова Л.П., Комолов В.Л.* Полупроводниковые и жидкокристаллические устройства для систем оптической обработки информации// Учебное пособие.С-Пб. ИТМО. 2014. 122с.
3. *Амосова Л.П., Коншина Е.А., Костомаров Д.С., Федоров М.А.* Электроуправляемое двулучепреломление в нематических жидких кристаллах//Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010.– 63 с.
4. *Амосова Л.П., Волкова М.Н.*//Оптически управляемые модуляторы света с большим фотоиндуцированным фазовым набегом //Оптический журнал, 2011, т. 78, № 9, С. 69-75.

5. Аморфные полупроводники. *Под. ред. М. Бродски.*//М. Мир. 1982. 420 с
6. Аморфные и поликристаллические полупроводники. *Под. ред. В. Хейванга.*// М. Мир. 1982. 160 с.
7. *Блинов Л.М.* Жидкие кристаллы: Структура и свойства // Либроком. 2013. 480 с.
8. *Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г.* Полупроводниковые лазеры// М. Наука. 1976. 415 с.
9. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г..* Физика полупроводников// М. Наука. 1990. 688 с.
10. *Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфенов А.В..* Пространственные модуляторы света. // М. Радио и связь. 1987. 320 с.
11. *Гуревич С.Б., Константинов В.Б., Соколов В.К., Черных Д.Ф..* Передача и обработка информации голографическими методами.//М. Советское радио. 1978. 304 с.
12. *Ландсберг Г.С.* Оптика// М.: Наука. 1976. С.495-537.
13. *Милнс А., Фойхт Д..* Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник //М. Мир. 1972. 432 с.
14. *Новиков И.И., и др.* Инжекционные лазеры на квантовых точках с высоким оптическим усилением и длиной волны излучения более 1300 nm// Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 23. С.27-32.
15. *Носов Ю.Р.* Оптоэлектроника //М. Радио и связь. 1989. 360 с.
16. *Панков Ж..* Оптические процессы в полупроводниках. *Пер. с англ. Под ред. Ж.И Алферова и В.С. Вавилова*// М. Мир. 1973. 456 с.
17. *Пикус Г.Е.* Основы теории полупроводниковых приборов // М. Наука. 1965. 448 с.
18. *Родерик Э.Х.* Контакты металл-полупроводник // М. Радио и связь. 1982. 209 с.
19. *Рывкин С.М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках// М. Наука. 1963. 494 с.
20. *Слепов Н.* Фотонные кристаллы//Электроника: наука, технология, бизнес. №2. 2000. С.32-35.
21. *Сонин А.С.* Введение в физику жидких кристаллов // М. Наука. 1983. 320 с.
22. *Стильбанс Л.С.* Физика полупроводников //М. Советское радио. 1967. 452 с.
23. Управляемые транспаранты и реверсивная запись оптических сигналов. Труды ФИАН им. Лебедева, Т.126. *Главный редактор академик Н.Г. Басов.* //М. Наука. 1981. 156с.

24. Фотонные кристаллы и нанокomпозиты: структурообразование, оптические и диэлектрические свойства. *Под ред. В.Ф. Шабанова и В.Я. Зырянова* // Новосибирск, издательство Сибирского отделения РАН. 2009. 256 с.
25. *C. Siliba, T.M. Benson, M. Marciniak, T. Szroplik. Photonic Crystals: Physics and Technology* // Springer-Verlag Italia. 2008. 289 p. ISBN: 978-88-470-0844-1.
26. *I.A. Sukhoivanov, I.V. Guryev. Photonic Crystals: Physics and Practical Modeling* // Springer. 2009. 242 p. ISBN: 978-3-642-02645-4.

Амосова Лариса Павловна

Введение в физику оптоэлектронных и фотонных устройств для  
информационных систем

Учебное пособие для профилей «Физика наноструктур» и «Оптика  
наноструктур»

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел**  
**Университета ИТМО**  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49