

**А.Е. ПОЧТЕННЫЙ, Н.В. БОГОМАЗОВА**

**ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА      И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ**

**Учебное пособие по одноименному курсу  
для студентов специальности 1-48 01 01  
«Химическая технология неорганических  
веществ, материалов и изделий»  
специализации «Химическая технология  
материалов квантовой и твердотельной  
электроники»**

**В 2-х частях**

**Часть 2**

**Минск БГТУ 2004**

## ВВЕДЕНИЕ

Вторая часть учебного пособия по курсу «Физическая электроника и электронные приборы» посвящена проблемам, стоящим на острие современного этапа развития микро- и наноэлектроники.

В первых двух главах представлена информация о закономерностях взаимодействия света с твердым телом, что составляет фундаментальную основу создания и использования устройств, осуществляющих взаимопревращения между электрическими и оптическими сигналами. Это устройства оптической и квантовой электроники.

Объектами квантовой электроники являются когерентные (лазеры или оптические квантовые генераторы (ОКГ)) и некогерентные (светодиоды) источники излучения. Лазерная техника бурно развивается и уже трудно назвать сферу науки или техники, где не использовалось лазерное излучение, характеризующееся высокими монохроматичностью и спектральной плотностью мощности, когерентностью, направленностью. Среди современных приложений лазеров отметим голографию, медицину, космическую, измерительную и военную технику, интегральную и волоконную оптику, метрологию, мониторинг окружающей среды, информационные системы, сельское хозяйство. По мнению создателей лазера, с решением проблем управления лучом ОКГ и повышения коэффициента полезного действия использование этих устройств может поглотить все сферы и быта, и производства.

Объектами оптоэлектроники являются оптоэлектронные приборы и интегральные схемы (оптроны), которые включают источники излучения (чаще лазеры), приемники излучения (фоторезисторы, фотодиоды), устройства управления излучением (модуляторы), приборы отображения информации (индикаторы), оптические каналы связи (оптоволоконные линии), устройства запоминания и хранения информации. Оптроны позволяют комплексно решать проблему миниатюризации электронной аппаратуры, снижения ее стоимости и числа отказов, а также повышать быстродействие вычислительной техники и объемы обрабатываемой информации.

Раздел об особенностях процессов электропереноса в

неупорядоченных системах ценен тем, что систематизированная в нем информация, с одной стороны, труднодоступна студентам, поскольку рассеяна по отдельным монографиям и научным статьям, а с другой стороны, весьма полезна при изучении электрофизических свойств современных материалов электронной техники.

## ГЛАВА 1. ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Общепринятого определения оптоэлектроники, вообще говоря, не существует, хотя само название предполагает интуитивное понимание, что оптоэлектроника занимается чем угодно, связанным одновременно с электронами и фотонами, то есть изучает электронные процессы, происходящие, например, в твердом теле при его взаимодействии с оптическим излучением. При этом оптоэлектроника использует эти процессы для приема, передачи, переработки, хранения и отображения информации. Квантовая электроника использует квантовые явления для усиления, генерации и преобразования когерентных электромагнитных волн.

По рекомендации Международной электротехнической комиссии *оптоэлектронный прибор* определяется как:

–прибор, чувствительный к электромагнитному излучению в видимой, инфракрасной или ультрафиолетовой области спектра,

или

–прибор, излучающий и преобразующий некогерентное или когерентное излучение в этих же спектральных областях,

или

–прибор, использующий такое электромагнитное излучение для своей работы.

Следовательно, физическую основу оптоэлектроники составляют процессы преобразования электрических сигналов в оптические или, наоборот, процессы распространения излучения в различных средах, а также эффекты взаимодействия электромагнитных излучений оптического диапазона с веществом, включая физиологические. Квантовая электроника является разделом оптоэлектроники, в который выделены процессы излучения электромагнитного поля (в виде квантов энергии) средой, например, твердым телом.

Можно перечислить основные достоинства оптоэлектроники.

### *1. Высокая информационная емкость.*

Высокие частоты электромагнитного излучения оптического диапазона ( $10^{13} - 10^{15}$  Гц, то есть в 1000–100 000 раз выше, чем в радиодиапазоне) позволяют резко увеличить количество информационных каналов передающего устройства или передающей линии. Соответственно, малые длины волн позволяют

обеспечивать высокую плотность записи информации в запоминающих устройствах (порядка  $10^8$  бит/см<sup>2</sup>).

2. *Острая направленность светового излучения.*

При передаче сигнала световым пучком, угловая расходимость которого может быть менее  $1'$ , энергия передается концентрированно и с малыми потерями, в заданную область пространства, например, на фоточувствительные площадки микронных размеров.

3. *Возможность двойной (временной и пространственной) модуляции светового луча.*

Это позволяет проводить не только последовательную, но и параллельную обработку информации, что важно, к примеру, для увеличения быстродействия компьютеров.

4. *Использование электрически нейтральных фотонов.*

Электронейтральность фотонов обеспечивает механическую и электрическую бесконтактность связи, идеальную гальваническую развязку входа и выхода электронной схемы, однонаправленность потока информации и отсутствие обратной реакции приемника сигнала на его источник, помехозащищенность линий связи.

5. *Возможность непосредственного оперирования со зрительно воспринимаемыми образами.*

Поскольку зрение является нашим основным органом чувств, зрительное представление количественной информации (например, цифры на табло вольтметра вместо отклонения стрелки), да и любой другой, воспринимается наиболее естественно.

6. *Возможность создания устройств подлинно функциональной микроэлектроники.*

Трансформаторы, реле, герконы, кабели, переменные резисторы, разъемы и тому подобные элементы схем сводят на нет всю миниатюризацию, достигнутую применением микроэлектронных технологий. Эти элементы составляют 90–95% объема и массы, потребляемой мощности и стоимости электронных устройств. Оптоэлектроника с самого начала ставила своей целью избавиться от этих громоздких элементов, однако следует сказать, что именно эту задачу она и не смогла окончательно решить. В настоящее время решению этой проблемы посвящены разработки в области так называемых *микросистемных технологий*.

Оптоэлектроника – обширная область науки и техники. В рамках данного курса мы рассмотрим физические принципы работы только некоторых оптоэлектронных приборов, относящихся к таким их классам, как источники излучения, приемники излучения (фотодетекторы) и преобразователи световой энергии в электрическую. Из источников излучения мы познакомимся с лазерами и светодиодами, из фотодетекторов – с фоторезисторами, фотодиодами и фототранзисторами, из преобразователей – с полупроводниковыми солнечными батареями. Кроме того, мы выясним, что такое оптрона, и познакомимся с тем, что же называют интегральной оптикой.

### 1.1. Основные физические процессы при взаимодействии света с кристаллом

Физические процессы, протекающие в кристаллическом теле при его взаимодействии с электромагнитным излучением в оптическом диапазоне длин волн, могут сопровождаться сохранением энергии кванта излучения (фотона) или превращением энергии фотона при передаче энергии твердому телу. К первым относятся

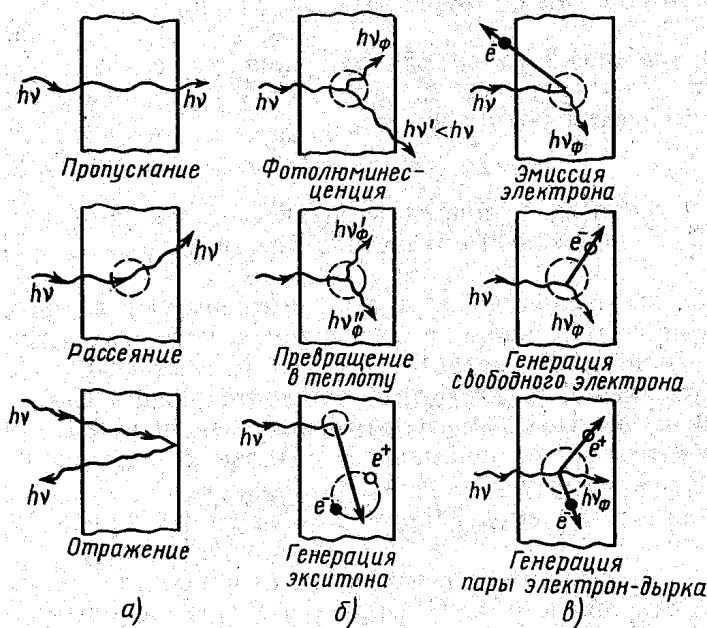


Рис. 1. Взаимодействия света с твердым телом:  
 а – процессы с сохранением энергии кванта;  
 б и в – процессы с поглощением кванта (неэлектрические и электрические соответственно)

пропускание, отражение, рассеяние (преломления) света, вращение плоскости поляризации и другие процессы, которые изучаются классической оптикой. В результате вторых процессов в твердом теле происходит генерация заряженных частиц (электрон проводимости, дырка) или незаряженных квазичастиц (фотон, фонон, экситон) (рис. 1).

Процессы второго типа

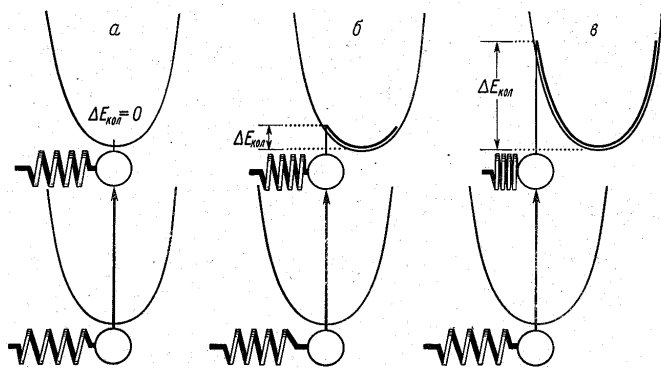


Рис. 2. Классическая интерпретация принципа Франка – Кондона

сопровождается поглощением фотонов в твердом теле, в результате которого изменяется энергия свободных или связанных электронов либо колебательная энергия атомов. Взаимосвязь электронно-атомных возбуждений, происходящих при поглощении кванта

энергии, отражает *принцип Франка – Кондона*, который гласит, что вследствие большой разницы в массах между ядерным остовом и возбуждаемым электроном электронный переход происходит так быстро, что ядра при этом можно считать неподвижными. Это значит, что электронный переход является вертикальным, поскольку ядра сохраняют свои положения. Однако если энергетические кривые (например, дисперсионные кривые, отражающие зависимость энергии от волнового числа) смещены друг относительно друга, электронный переход приводит к сжатому или растянутому состоянию молекулы, которая начинает колебаться (рис. 2), т.е. электронный переход сопровождается колебательным возбуждением молекулы.

## 1.2. Поглощение света в полупроводниках

### 1.2.1. Основные виды поглощения

Поглощение фотонов твердым телом сопровождается передачей энергии фотона электрону или атомам. Интенсивность светового потока  $J$  при прохождении в теле расстояния  $x$  уменьшается от исходного значения  $J_0$  экспоненциально в соответствии с законом

Бугера – Ламберта:

$$J = J_0 \exp(-\alpha x) \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения, определяющий вероятность поглощения фотона на единичной длине.

Вид спектра оптического поглощения полупроводника, то есть зависимость  $\alpha$  от частоты  $\nu$  или

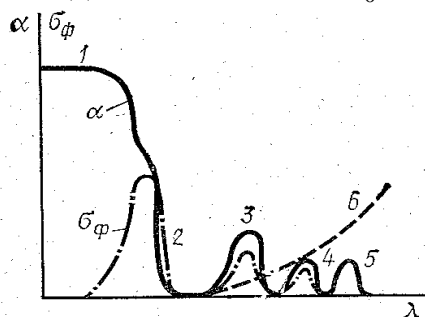


Рис. 3. Спектры поглощения (1, 2) и фотопроводимости (3–6)

длины волны падающего света  $\lambda$ , определяется характером и концентрацией поглощающих центров, которыми могут быть свободные и связанные электроны, а также кристаллическая решетка (рис. 3).

Собственное поглощение в полупроводнике сопровождается образованием пар неравновесных носителей заряда электрон-дырка и возникновением фотопроводимости  $\sigma_f$ . На спектре оптического поглощения полупроводника такое явление обуславливает проявление ступеньки в области граничной частоты, которую называют краем собственного поглощения (рис. 3, участок 1–2). Это позволяет определять ширину запрещенной зоны материала  $E_g$  по граничной частоте  $E_g/h$ . Смещение края собственного поглощения от длины волны, соответствующей  $h/E_g$ , происходит в соответствии с особенностями зонной структуры полупроводника. Так, в спектре поглощения двудольных полупроводников (GaAs, GaSb, InP и др.) присутствуют два края поглощения, обусловленные переходами электрона в разные долины зоны проводимости. Для непрямозонных материалов (Si, Ge, GaP и др.) край поглощения смещен в коротковолновую область спектра, поскольку более вероятным прямым (вертикальным) переходам соответствует энергия большая, чем зазор между потолком валентной зоны и дном зоны проводимости (рис. 4). Сведения по закономерностям данного вида поглощения подробнее представлены в источнике [16].

Примесное поглощение приводит к возбуждению или ионизации примеси (рис. 3, области 4 и 3 соответственно). Если электрон в таком

случае переходит в зону (проводимости) или из зоны (валентной), то происходит генерация неравновесных носителей заряда и увеличение проводимости материала (рис. 3, область 3). Однако,

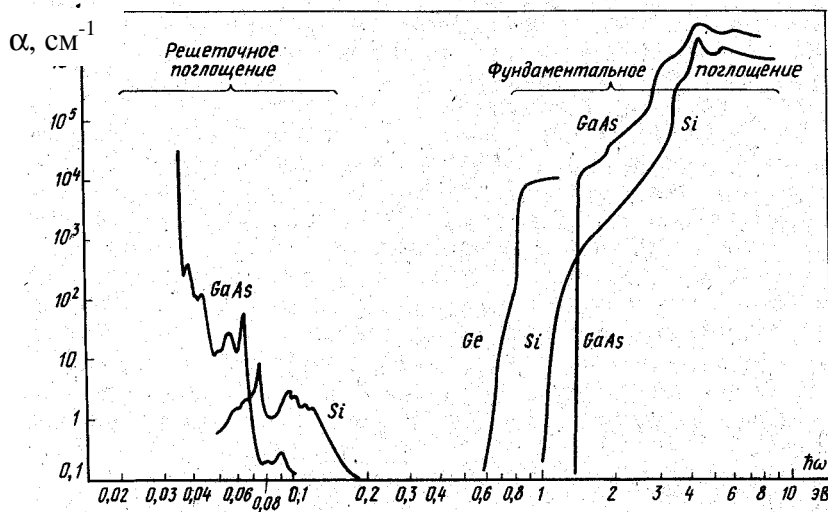


Рис. 4. Спектры собственного поглощения полупроводников.



при изучении спектров поглощения примесных полупроводников следует помнить, что полосы примесного поглощения проявляются только для глубоких примесей, не ионизованных в условиях эксперимента за счет тепловой энергии.

Экситонное поглощение сопровождается возникновением возбужденного электрона, связанного с образовавшейся дыркой. Такое возбуждение, которое может распространяться по кристаллу, называется *экситоном*. Его энергия немного меньше ширины запрещенной зоны, которая определяет минимальную энергию образования пары носителей заряда (несвязанные электрон и дырка). Образование экситонов характерно для полупроводников и диэлектриков. Однако в последних притяжение между электроном и дыркой велико, что обуславливает повышенную устойчивость экситона. В полупроводниках же экситонные состояния охватывают несколько элементарных ячеек кристалла (десятки нм) и легко распадаются при рассеянии на дефектах с образованием двух носителей, что приводит к изменению проводимости и появлению узких пиков у края собственного поглощения (в области 2 на рис. 3). Количественно положение экситонных линий на спектре определяется выражением

$$h\nu = E_g - E_{ex}/z^2, \quad (2)$$

где  $E_{ex}$  – энергия связи в экситоне;

$z$  – целые положительные числа.

Поглощение *свободными носителями* заряда в полупроводниках проявляется на спектрах оптического поглощения при достаточно высокой концентрации носителей в виде участков монотонного возрастания коэффициента поглощения вплоть до длин волн порядка 100 мкм (неселективное поглощение, рис. 3, область б) или в виде узких полос (селективное поглощение). В первом случае не соблюдаются правила отбора (рис. 5а), согласно которым реализуются

электронные переходы между разрешенными в данном материале энергетическими уровнями с сохранением квазиимпульса

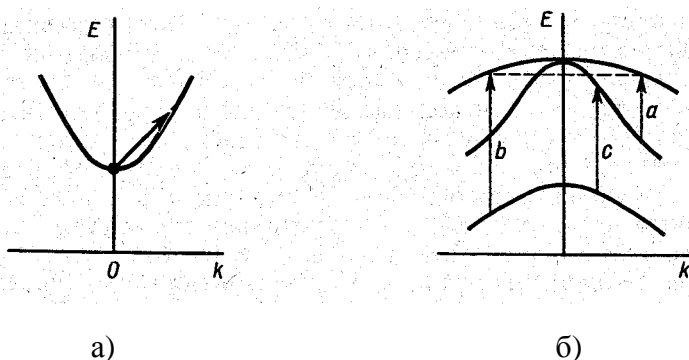


Рис. 5. Электронные переходы с нарушением (а) и выполнением (б) правил отбора

электрона (рис. 5б). Такое неселективное поглощение возможно, если кроме процесса поглощения фотона в полупроводнике происходит поглощение (испускание) фонона или рассеяние носителей на ионизированных примесях, поскольку именно электрон-фононное взаимодействие обеспечивает соблюдение закона сохранения импульса при переходах с изменением квазиимпульса электрона (рис.5, а). В этом случае коэффициент поглощения  $\alpha$  связан с проводимостью  $\sigma$  соотношением

$$\alpha = \sigma / c \epsilon_0 n, \quad (3)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме ( $3,00 \cdot 10^8$  м/с);

$\epsilon_0$  – электрическая постоянная ( $8,85 \cdot 10^{-12}$  Кл<sup>2</sup>/Н·м<sup>2</sup>);

$n$  – показатель преломления материала.

Селективное поглощение происходит с выполнением правил отбора и может быть связано, например, с переходами электрона между подзонами валентной зоны, образующимися за счет спин-орбитального взаимодействия электронов (рис. 5б). Поглощение носителями заряда расходуется на создание тока высокой (оптической) частоты и в конечном итоге выделяется в виде джоулева тепла.

*Междолинное* поглощение характерно для многодолинных полупроводников и можно рассматривать как разновидность неселективного поглощения носителями заряда. Особенностью этого поглощения является переход электрона из одного устойчивого (с минимальной потенциальной энергией) состояния в другое, которые отличаются эффективной массой и, следовательно, подвижностью, что отражается на проводимости полупроводника.

*Решеточное* поглощение особенно важно для веществ с достаточной долей ионности связи, поскольку генерация оптических фононов (изменение энергии колебания атомов или ионов) приводит к заметному изменению вектора поляризации диполей в материале. Наиболее сильно поглощаются фотоны, энергия которых близка к энергии собственных колебаний диполей и составляет десятки мэВ, что соответствует далекой инфракрасной области электромагнитного спектра (рис. 3, область 5). Импульс фотона  $h/\lambda$  (где  $\lambda$  в оптическом диапазоне спектра электромагнитного излучения составляет величину от 1 мм до сотен нм) существенно меньше квазиимпульса фонона  $h/a$  (где  $a$  – постоянная решетки, в большинстве случаев имеющая значение менее 1 нм). Поэтому закон сохранения импульса соблюдается при выделении нескольких фононов на 1 поглощенный

фотон, что усложняет структуру спектра решеточного поглощения. Данный вид поглощения определяет окраску материалов.

*Плазменное* поглощение обусловлено взаимодействием фотонов с плазменными волнами. Последние представляют собой согласованные колебания напряженности электрического поля и объемной плотности заряда, в режиме, когда эти колебания взаимно поддерживают друг друга и затухают со временем за счет омических потерь. По сути, плазменные волны представляют собой один из типов нормальных колебаний поля в среде со свободными зарядами. Данный тип поглощения проявляется на так называемой плазменной частоте, которая для полупроводников составляет величину около  $10^{-12} \text{ с}^{-1}$ .

### 1.2.2. Влияние внешних факторов на поглощение в полупроводнике

Изменение внешних условий, при которых происходит взаимодействие фотонов с полупроводником, может заметно изменить как характер, так и количественные показатели спектра поглощения.

При увеличении *температуры* материала усиливается расщепление разрешенных энергетических уровней, что приводит к увеличению ширины разрешенных зон и уменьшению ширины запрещенной зоны по закону, близкому к линейному. В результате край собственного поглощения материала смещается в длинноволновую область спектра (рис. 6). Для примесных полупроводников особый интерес представляют измерения при пониженных температурах, когда происходит «вымораживание» электронов из возбужденного состояния в исходное, что обуславливает наличие полос примесного поглощения и позволяет выявлять все примесные состояния в запрещенной зоне полупроводника.

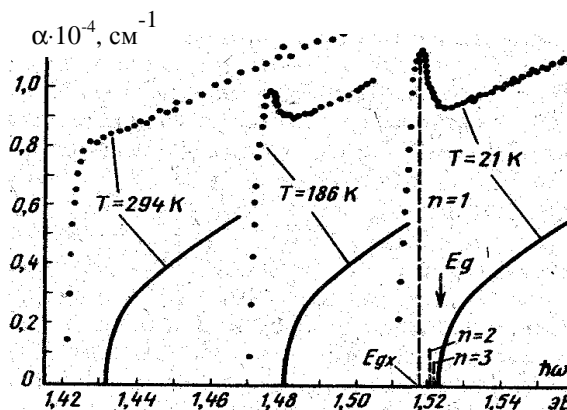


Рис. 6. Экспериментальный (точки) и расчетный (линии) спектры собственного поглощения арсенида галлия при различных температурах. Пунктир относится к экситонному поглощению

Особенностью спектра поглощения ряда примесных полупроводников является реализация *эффекта Бурштейна*. Этот эффект характерен для материалов с *низкой плотностью энергетических состояний* в зоне проводимости (например, для InSb) и проявляется в смещении края собственного поглощения при увеличении степени вырождения (легирования) полупроводника. В таком случае увеличение концентрации мелких примесей приводит к заполнению дна зоны проводимости и возбуждение электронов по механизму собственного поглощения (валентная зона – зона проводимости) требует энергий, заметно превышающих ширину запрещенной зоны (в InSb 0,5 эВ вместо 0,2 эВ.)

В сильном *электрическом* поле край собственного поглощения смещается в длинноволновую область спектра, что аналогично полевому уменьшению ширины запрещенной зоны. В *магнитных* полях наблюдается эффект *магнетопоглощения*, благодаря которому спектр поглощения представляет собой набор узких полос. Эти полосы соответствуют энергиям перехода электрона в пределах разрешенной зоны между уровнями Ландау, которые характеризуются наиболее высокой плотностью состояний. Такие уровни образуются в результате перераспределения плотности энергетических состояний при наложении магнитного поля (квантование Ландау). Изучение спектров поглощения, полученных в магнитных полях, позволяет составлять представления о сложной структуре разрешенных зон полупроводника.

### **1.3. Фотопроводимость**

Одним из многочисленных фотоэлектрических явлений в полупроводниках является *фоторезистивный* эффект, который заключается в изменении электрического сопротивления при воздействии электромагнитного излучения. Добавочную проводимость  $\sigma_f$ , возникающую в результате поглощения фотонов, называют *фотопроводимостью*. Фотопроводимость обусловлена в первую очередь внутренним фотоэффектом, который сопровождается возбуждением электронов, но не приводит к выходу электронов из твердого тела, как это происходит при внешнем фотоэффекте. В результате внутреннего фотоэффекта увеличивается концентрация носителей заряда по механизму собственного или примесного поглощения. Кроме того, возможно изменение подвижности (эффективной массы) носителей при возбуждении в пределах

разрешенной зоны. Такой вклад в фотопроводимость реален, если «горячие» электроны не успевают термализоваться за время пребывания (время жизни) в разрешенной зоне, то есть их энергия остается избыточной и не соответствует распределению по энергиям и импульсам равновесных носителей в данной зоне. Это имеет значение для невырожденных слаболегированных полупроводников, которые характеризуются малой эффективной массой носителей заряда, при невысоких температурах и энергиях фотонов.

На практике при облучении тела фотопроводимость со временем увеличивается до некоторого стационарного значения, соответствующего определенному соотношению между скоростью генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда

$$\sigma_{\phi} = (\tau_e \mu_e + \tau_h \mu_h) \cdot \alpha \beta J_e / h\nu, \quad (4)$$

где  $\tau$  и  $\mu$  – время жизни и подвижность соответствующих неравновесных носителей заряда;

$\beta$  – квантовый выход, равный числу пар или единиц носителей, образовавшихся при поглощении одного кванта излучения.  $\beta$  приближается к единице, когда энергия фотона составляет величину 1–2  $E_g$ . При больших значениях  $h\nu$  квантовый выход может превышать единицу за счет вторичного явления ударной ионизации атомов «горячими» электронами с образованием дополнительных носителей. Рост и спад фотопроводимости во времени происходит по экспоненциальному закону (см. подробнее [16]) с константой, равной времени жизни неравновесных носителей заряда. Это время определяется особенностями рекомбинационных процессов, а также участием ловушек (центров временной локализации носителей). Ловушки, в качестве которых могут выступать дефекты кристаллической решетки, захватывают носители заряда и удерживают их некоторое время, увеличивая тем самым эффективное время жизни неравновесных носителей и фотопроводимость. Однако, при этом существенно снижается быстродействие приборов, работающих на фоторезистивном эффекте. Вероятность акта рекомбинации носителя в ловушке невелика.

Анализируя влияние рекомбинационных процессов на фотопроводимость, следует учитывать как объемную, так и поверхностную

рекомбинации. Вклад этих составляющих в ограничение времени жизни носителей во

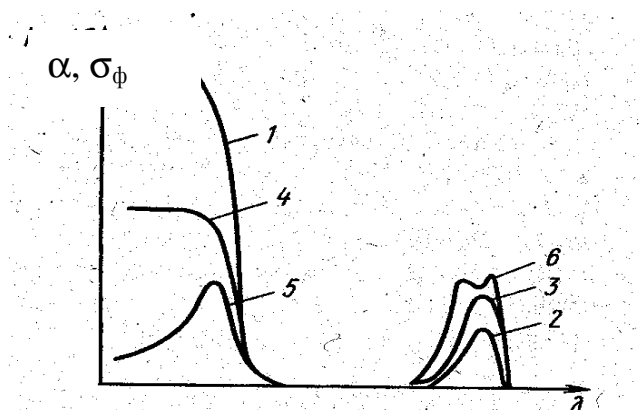


Рис. 7. Спектры поглощения (1–2) и проводимости (3–6)

многим зависит от соотношения между толщиной образца  $d$  и коэффициентом поглощения  $\alpha$ . Если  $d \cdot \alpha \ll 1$ , (в объемных образцах), скорость генерации постоянна в объеме, и время жизни носителей заряда определяется объемной составляющей (если диффузионная длина носителей  $L$  много меньше толщины  $d$ ). Спектр фотопроводимости при этом определяется спектром оптического поглощения материала (рис. 7, кривые 2 и 3). Это характерно для примесного поглощения с малыми значениями  $\alpha \approx 100 \text{ см}^{-1}$ . В тонких пленках при собственном поглощении ( $\alpha \approx 10^3 \div 10^5 \text{ см}^{-1}$ ) диффузионная длина (диффузионный путь неравновесного носителя в материале от момента генерации до рекомбинации) много больше толщины пленки и скорость поверхностной рекомбинации оказывает существенное влияние на фотопроводимость. При малой скорости поверхностной рекомбинации на спектре фотопроводимости появляется участок насыщения (рис. 7, кривая 4), соответствующий большим  $\alpha$ , когда почти все падающее излучение поглощается. При большой скорости поверхностной рекомбинации на спектре собственной фотопроводимости проявляется максимум (рис. 7, кривая 5), поскольку с увеличением  $\alpha$  и уменьшением  $\lambda$  увеличивается доля носителей, которые генерируются в приповерхностном слое и активно рекомбинируют. В случае примесного материала такой эффект проявляется спадом фотопроводимости в центре полосы интенсивного примесного поглощения (рис. 7, кривая 6).

#### 1.4. Фото-ЭДС

Изменение концентрации носителей при освещении полупроводника приводит не только к изменению электропроводности, но и к возникновению электродвижущих сил (фото-ЭДС) в случае пространственного разделения

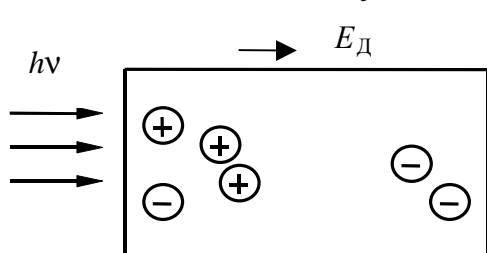


Рис. 8. Схема возникновения ЭДС Дембера в однородном полупроводнике

фотогенерированных носителей заряда. Общей причиной возникновения фото-ЭДС в наиболее важных известных случаях является диффузия фотоэлектронов и фотодырок от места генерации (поверхности) в объем материала. Эта диффузия биполярна и характеризуется биполярным коэффициентом

диффузии  $D_{\pm}$  неравновесных носителей, который связан с коэффициентами диффузии электронов  $D_e$  и дырок  $D_h$  соотношением

$$D_{\pm} = (D_e \cdot \sigma_h + D_h \cdot \sigma_e) / (\sigma_h + \sigma_e), \quad (5)$$

где  $\sigma_h$  и  $\sigma_e$  – равновесные удельные электропроводности соответствующего типа.

Можно отметить следующие основные условия возникновения фото-ЭДС достаточно большой величины:

- 1) интенсивное поглощение фотонов, что наблюдается для каждого материала в определенном диапазоне спектра электромагнитного излучения;
- 2) фотогенерация носителей обоих знаков или носителей знака, противоположного знаку основных равновесных носителей в полупроводнике;
- 3) неоднородность полупроводника, что часто проявляется отличием концентрации носителей в поверхностном освещаемом слое от концентрации таковых в объеме материала.

В зависимости от структуры полупроводника и условий возникновения различают типы фото-ЭДС, среди которых можно отметить ЭДС Дембера. Эффект заключается в возникновении электрического поля в однородном полупроводнике при освещении его поверхности (кристалл-фотоэффект) в результате диффузии с разной скоростью фотоэлектронов (чаще более подвижных частиц) и фотодырок (рис. 8). Величина ЭДС Дембера  $E_D$  пропорциональна разности коэффициентов диффузии носителей и компенсирует разность диффузионных токов дырок и электронов. При этом возникающее электрическое поле ускоряет менее подвижные частицы и замедляет быстрые.

В неоднородных полупроводниках возникает объемная или распределенная фото-ЭДС. Наличие градиента удельного сопротивления в материале приводит в таком случае к возникновению диффузионных токов, которые компенсируются дрейфовыми токами равновесных носителей в полях неравномерно распределенных ионизированных примесей. При

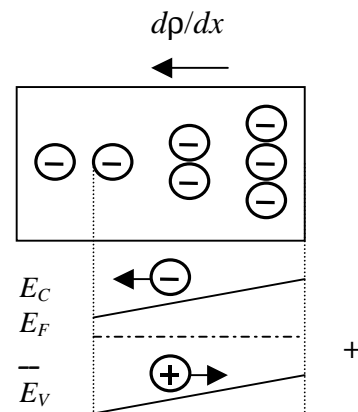


Рис. 9. Схема возникновения объемной фото-ЭДС в неоднородном полупроводнике

освещении это равновесие нарушается за счет диффузии неравновесных носителей (рис. 9). Величина объемной фото-ЭДС пропорциональна градиенту концентрации активной примеси, а также квадрату диффузионной длины неосновных носителей. Для наиболее распространенных полупроводников значения обоих вышеуказанных типов фото-ЭДС составляют единицы милливольт.

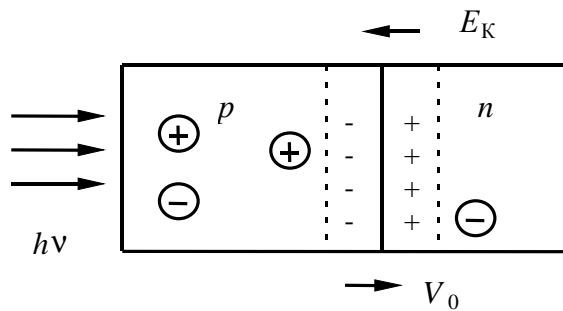


Рис. 10. Схема возникновения вентиляльной фото-ЭДС.

Наиболее важным с практической точки зрения типом фото-ЭДС в настоящее время является *вентиляльная* фото-ЭДС (фотогальванический эффект). Она проявляется при освещении полупроводника и генерации неравновесных носителей заряда вблизи потенциального барьера, в качестве которого могут

выступить всевозможные контакты и даже сама поверхность полупроводника вследствие приповерхностного искривления зон. Отличие этого типа фото-ЭДС от вышеуказанных видов состоит в том, что потоки диффундирующих неравновесных носителей заряда разделяются барьером, а не в результате различия свойств самих носителей (ЭДС Дембера) или характеристик материала (объемная фото-ЭДС). Обычно ситуацию иллюстрируют на примере *p-n*-перехода (рис.10). В этом случае для возникновения фото-ЭДС необходимо выполнение *дополнительного условия*, а именно, расстояние от области генерации неравновесных носителей до *p-n*-перехода не должно превышать диффузионной длины этих носителей. Тогда контактное поле разделяет диффундирующие неравновесные носители (пропускает неосновные и задерживает основные носители), что приводит к возникновению вентиляльной фото-ЭДС  $V_0$ , полярность которой противоположна полярности контактной разности потенциалов на границе *p-n*-перехода. Максимальная величина  $V_0$  не превышает контактной

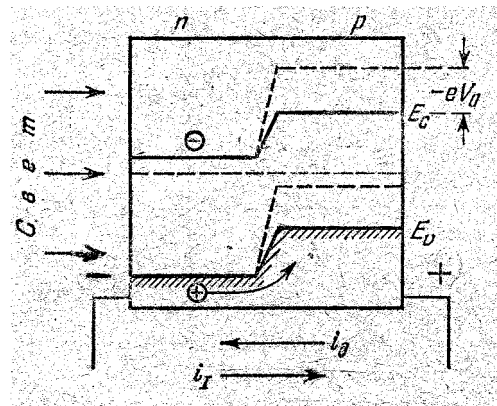


Рис. 11. Энергетическая диаграмма *p-n*-перехода в темноте (пунктир) и при освещении (сплошная линия)



разности потенциалов  $E_K$  и может быть увеличена подачей на  $I_0$  обратного смещения, при котором возрастает потенциальный барьер. В свою очередь, вентильная фото-ЭДС снижает потенциальный барьер на границе  $p$ - $n$ -перехода (рис. 11).

Спектр вентильной фото-ЭДС содержит максимум, что можно пояснить на основании основного уравнения вентильной фото-ЭДС (или фотоэлементов), приведенного в [16].

$$V_0 = \ln(1 + I_C / I_0) \cdot kT/e, \quad (6)$$

где  $I_C$  и  $I_0$  – световой ток и ток насыщения  $p$ - $n$ -перехода.

На возрастающем участке спектра при увеличении энергии падающих фотонов (и соответственно уменьшении длины волны падающего света) световой ток  $I_C$  значительно увеличивается, поскольку растет темп генерации неравновесных носителей заряда. На этом же участке ток насыщения  $I_0$  также увеличивается, однако существенно меньше, чем  $I_C$ , поскольку подавляющая часть равновесных носителей не могут преодолеть потенциальный барьер на границе  $p$ - $n$ -перехода. В результате на этом участке спектра  $I_C > I_0$  и с ростом энергии фотонов  $V_0$  увеличивается до некоторого максимального значения. При этом значении  $V_0$ , потенциальный барьер на границе  $p$ - $n$ -перехода понизится до величины, сравнимой с тепловой энергией носителей заряда, и через  $p$ - $n$ -переход будет протекать большой ток равновесных носителей, концентрация которых значительно выше числа неравновесных носителей и следовательно  $I_C < I_0$ . Дальнейшее увеличение энергии фотонов приведет к снижению  $V_0$ . Абсолютные значения максимальной вентильной фото-ЭДС наблюдаются в легированных полупроводниках, когда уровень Ферми близок к краю разрешенной зоны, и составляют величину порядка  $E_g/2$ , то есть 0,3 В для германия и 0,5 В для кремния. Это на несколько порядков больше, чем величины других типов фото-ЭДС.

## 1.5. Излучение и усиление света

### 1.5.1. Люминесценция в твердом теле

Излучение фотонов полупроводником может наблюдаться в результате процессов рекомбинации носителей заряда, непременно сопровождающих генерацию (и равновесную, и неравновесную), поскольку процесс возбуждения электронов является обратимым. Процессы излучения могут быть тепловыми (безызлучательная рекомбинация) и нетепловыми (излучательная рекомбинация или

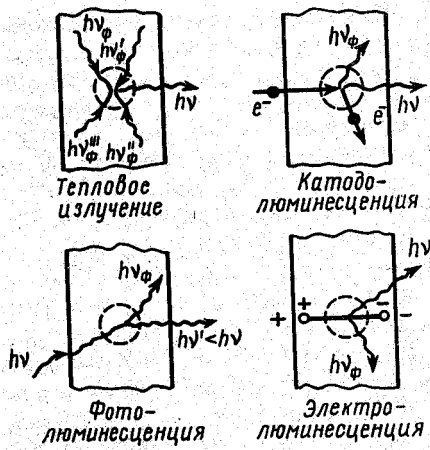


Рис. 12. Виды люминесценции

люминесценция). Под люминесценцией понимают излучение, избыточное над тепловым при данной температуре и обладающее длительностью, значительно превышающей период световых колебаний. Эта длительность называется временем послесвечения. Она составляет не более  $10^{-8}$  с для флуоресценции и значительно больше (до минут и часов) для фосфоресценции. Виды люминесценции различают в зависимости от способа возбуждения материала (рис. 12). Поскольку в чистых материалах люминесцентные свойства проявляются обычно слабо, для интенсификации процессов излучения в возбужденном твердом теле используются активаторы, примеси создающие разрешенные состояния в запрещенной зоне основного материала. Энергия излучения регулируется природой и состоянием активатора. Такие примесные источники люминесцентного свечения называют кристаллофосфорами, которые включают широкозонный полупроводник, активатор и легкоплавкие добавки. Механизмы излучения в неравновесном материале могут включать переходы с образованием, распространением и распадом экситонов, с участием ловушек, повышающих время послесвечения с увеличением глубины залегания  $\Delta E_L$  и другие (рис. 13).

### 1.5.2. Теория излучения Эйнштейна. Статистика электронов в лазерной системе.

Концепция равновесия — это научный (или, по крайней мере, методический) принцип, столь же мощный, как и законы сохранения энергии или импульса.

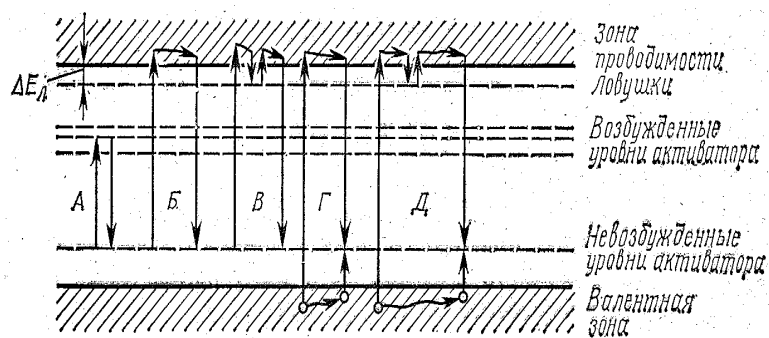


Рис. 13. Излучательные переходы в кристаллофосфорах: А - возбуждение активатора и рекомбинация; Б - возбуждение с образованием электрона проводимости и рекомбинация; В - аналогично б) с промежуточным захватом ловушкой; Г - возбуждение собственного атома и рекомбинация с участием активатора; Д - аналогично г) с дополнительным участием ловушки

Использование функции Ферми – Дирака означает, что

- 1) система находится в состоянии равновесия;
- 2) у системы есть определенная температура.

Нельзя говорить о температуре одного электрона, и нельзя говорить о температуре выведенной из равновесия системы, так как не существует такой величины  $T$ , которую можно подставить в  $f(E,T)$  и получить правильное распределение электронов по энергии. Правда, Вы мне можете возразить и сказать, что мы уже много раз пользовались равновесными функциями распределения при описании неравновесного процесса электропроводности – ведь система электронов в этом случае выводится из равновесия внешним электрическим полем. Но вспомните: электрическое поле вызывает дрейфовую скорость, которая составляет всего лишь миллионную долю процента от тепловой скорости. Это означает, что *очень маленькое* отклонение от равновесия создает *очень большие* токи, поэтому в слабых полях электропроводность – *почти* равновесное явление.

В лазерах все иначе. Хотя распределение заселенности уровней в рабочем теле лазера сильно возмущено, тем не менее, тут присутствует равновесие особого рода. Правда, абсолютная температура системы при это отрицательна, но ничего страшного, ведь она «горячее» самой высокой положительной температуры. Странно? Давайте разберемся подробнее.

Пусть у нас есть система (рис. 14), содержащая только два

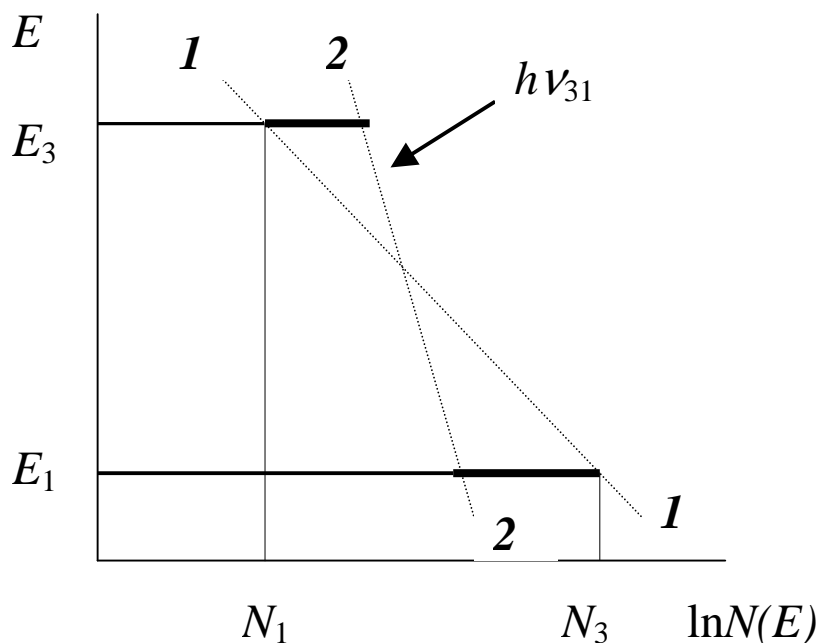


Рис. 14. Схема заселенности электронных состояний в двухуровневой системе

энергетических уровня:  $E_1$  и  $E_3$  (индекс 2 нам понадобится позже). В больцмановском приближении заселенности уровней  $E_1$  и  $E_3$ , то есть количества электронов  $N_1$  и  $N_3$  с энергиями  $E_1$  и  $E_3$ , связаны соотношением

$$N_3 = N_1 \cdot \exp\left(-\frac{E_3 - E_1}{kT}\right), \quad (7)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

Что реально может означать подобная двухуровневая система? Это могут быть любые два электронных энергетических уровня атома, молекулы или твердого тела, выбранные из множества разрешенных уровней.

Если наша система находится в равновесии, то число переходов электронов в единицу времени с уровня  $E_1$  на уровень  $E_3$  равно числу переходов с уровня  $E_3$  на уровень  $E_1$  (такое утверждение называется *принципом детального баланса*). Будем считать (это зависит от конкретного материала), что все переходы с уровня  $E_3$  на уровень  $E_1$  являются излучательными, то есть сопровождаются излучением фотона. Такое излучение, обусловленное самопроизвольным «падением» электронов с верхних уровней на нижние, называется *спонтанным излучением*. При спонтанном излучении испускаются фотоны с частотой  $\nu_{31}$ , удовлетворяющей условию

$$h\nu_{31} = E_3 - E_1, \quad (8)$$

где  $h$  – постоянная Планка. (Кстати, какой физический закон требует, чтобы выполнялось это условие?) При переходах электронов с уровня  $E_1$  на уровень  $E_3$  происходит поглощение фотонов такой же частоты, и процесс так и называется – *поглощение*. Таким образом, тепловое равновесие в нашей системе поддерживается имеющимися в ней фотонами, которые беспрерывно излучаются и поглощаются при электронных переходах. Это пронизывающее равновесную систему излучение называется тепловым, и его спектральная плотность  $\rho(\nu)$ , то есть объемная плотность энергии фотонов, приходящаяся на единичный интервал частот вблизи заданной частоты  $\nu$ , описывается знаменитой *формулой Планка*

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (9)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $n$  – показатель преломления вещества, в котором развиваются описанные нами события.

Число электронных переходов в единицу времени (скорость переходов), соответствующих поглощению, пропорционально количеству электронов на нижнем уровне и спектральной плотности излучения, соответствующей частоте  $\nu_{31}$ , то есть равно  $B_{13}N_1\rho(\nu_{31})$ . Коэффициент пропорциональности  $B_{13}$  обычно называют *коэффициентом поглощения*. Скорость электронных переходов, соответствующих спонтанному излучению, пропорциональна просто количеству электронов на верхнем уровне, то есть, равна  $A_{31}N_3$ , где  $A_{31}$  – *коэффициент спонтанного излучения*. Коэффициенты  $B_{13}$  и  $A_{31}$  характеризуют вероятности процессов поглощения и спонтанного излучения соответственно.

Казалось бы, теперь мы можем приравнять друг к другу скорости процессов поглощения и спонтанного излучения и найти связь между вероятностями этих процессов. Однако все ли возможные процессы в нашей двухуровневой системе мы учли? Например, не могут ли электроны на верхнем уровне поглощать фотоны с частотой  $\nu_{31}$ ? Такая мысль на первый взгляд выглядит дикой, но... ведь разрешено все, что не запрещено, не так ли? А кто может запретить такой процесс? Конечно, законы сохранения энергии и импульса. Давайте попробуем записать закон сохранения энергии для такого процесса. Чтобы энергия действительно сохранялась, такое соотношение должно выглядеть следующим образом:

$$E_3 + h\nu_{31} = E_1 + h\nu_{31} + h\nu_{31}. \quad (10)$$

Интересно, не правда ли? Энергия при таком процессе будет сохраняться, если электрон на верхнем уровне поглотит *один* фотон, перейдет на нижний уровень и испустит *два* таких же фотона. Импульс при таком процессе тоже может сохраняться – проверьте, пожалуйста, это сами в качестве маленького упражнения. Итак, такой процесс возможен. Он называется *вынужденным излучением*. Скорость вынужденного излучения будет равна  $B_{31}N_3\rho(\nu_{31})$ , где  $B_{31}$  называют *коэффициентом вынужденного излучения*.

Вот теперь мы можем в соответствии с принципом детального равновесия приравнять скорости электронных переходов снизу вверх и сверху вниз:

$$B_{13}N_1\rho(\nu_{31}) = A_{31}N_3 + B_{31}N_3\rho(\nu_{31}). \quad (11)$$

Полученное соотношение (11) с учетом формул (7), (9) можно преобразовать к виду

$$\rho(\nu_{31}) = \frac{A_{31}}{B_{13} \cdot \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - B_{31}}. \quad (12)$$

Сравнение формул (9) и (12) показывает, что для вероятностей электронных переходов должны выполняться условия:

$$B_{13} = B_{31}, \quad (13)$$

$$A_{31} = B_{31} \cdot \frac{8\pi h^3 \nu^3}{c^3}. \quad (14)$$

Полученные нами соотношения называются *соотношениями Эйнштейна*, а вся изложенная выше теория – *теорией излучения Эйнштейна*.

Описанная выше ситуация реализуется без какого бы то ни было внешнего излучения следующим образом. Поскольку наша двухуровневая система обладает ненулевой температурой, в соответствии с уравнением (7) всегда есть вероятность переходов электронов с уровня  $E_1$  на уровень  $E_3$  за счет тепловой энергии. Появившиеся на уровне  $E_3$  электроны рано или поздно падают на уровень  $E_1$ , создавая спонтанное излучение фотонов с энергией  $h\nu_{31}$ . Эти фотоны порождают вынужденное излучение фотонов с той же энергией. В системе устанавливается равновесие, описываемое уравнением (7). Этому равновесию, а конкретнее, уравнению (7), соответствует штриховая линия **1–1** на рис. 14.

Давайте теперь воздействуем на такую систему внешним излучением с энергией фотонов  $h\nu_{31}$ . Это вовсе не обязательно должно быть монохроматическое излучение, пусть это будет излучение обычной лампы накаливания со сплошным спектром, лишь бы в нем присутствовали фотоны с указанной выше энергией. Такие фотоны, во-первых, будут поглощаться двухуровневой системой, а во-вторых, создавать в ней вынужденное излучение фотонов с той же энергией. В итоге заселенность уровней  $E_1$  и  $E_3$  электронами изменится. Увеличение числа поглощенных фотонов уменьшит заселенность нижнего уровня. При этом, правда, увеличится и количество переходов электронов с верхнего уровня на нижний, но, хотя вероятности вынужденных переходов вверх и вниз абсолютно одинаковы, переходов с  $E_1$  на  $E_3$  будет больше, поскольку на нижнем уровне находится значительно больше электронов. Иными словами, в результате преобладающим эффектом будет поглощение света, которое мы постоянно наблюдаем в природе. В поле внешнего

излучения установится равновесие, уравнение (7) для которого показано на рис. 14 штриховой линией 2–2, соответствующей более высокой, чем для линии 1–1, температуре. Ну конечно, внешнее излучение нагревает нашу систему. Если мы будем увеличивать интенсивность внешнего излучения, температура системы будет

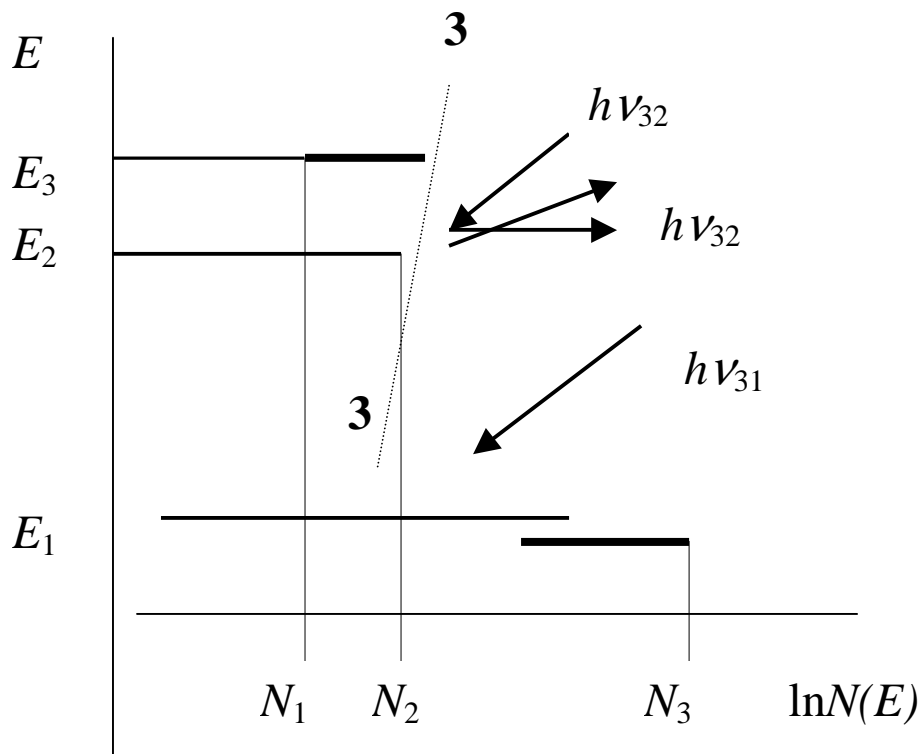


Рис. 15. Схема заселенности электронных состояний в трехуровневой системе

становиться все больше и больше, но уравнение (11) показывает, что она все равно будет иметь конечную величину при любой, сколь угодно большой, интенсивности внешнего излучения. Процессы поглощения всегда будут преобладать над процессами вынужденного излучения.

Ситуация, однако, может резко измениться, если в нашей системе будет присутствовать третий электронный уровень с энергией  $E_2$ , большей, чем  $E_1$ , но меньшей, чем  $E_3$  (рис. 15). Если мы будем освещать такую трехуровневую систему только фотонами с энергией  $h\nu_{32}$ , то основным откликом системы на это воздействие будет поглощение этих фотонов. Если же мы будем освещать систему фотонами с энергией  $h\nu_{31}$ , то, как рассматривалось выше, мы увидим поглощение этих фотонов. Но при увеличении интенсивности этого освещения (его называют устоявшимся термином *накачка*)

заселенность электронами самого верхнего из трех уровней будет возрастать, и в конце концов станет больше, чем заселенность уровня  $E_2$ . Такое явление называют *инверсией заселенности*. Посмотрев внимательно на линию **3–3** (рис. 15) и формулу (7), мы с удивлением обнаружим, что температура системы, состоящей из уровней  $E_2$  и  $E_3$ , стала отрицательной, причем эта отрицательная температура больше самой большой положительной (конечно, это не «настоящая» температура; вспомните утверждения, сделанные в начале параграфа). Впрочем, это не самое интересное свойство системы с инверсной заселенностью уровней. Пусть на эту систему будут падать фотоны с энергией  $h\nu_{32}$ . Поскольку заселенность уровней с энергией  $E_3$  больше, чем уровней с энергией  $E_2$ , процессы вынужденного излучения будут преобладать над процессами поглощения, то есть из такой системы будет вылетать фотонов с энергией  $h\nu_{32}$  больше, чем падать на нее. Мы будем наблюдать явление, которое по-английски называется Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (усиление света за счет испускания вынужденного излучения). Значит, мы получим усилитель света, который по первым буквам в английском наименовании явления называется *лазер* (laser). Поскольку в спектре излучения ламп накачки присутствуют не только фотоны с энергией  $h\nu_{31}$ , но и фотоны с энергией  $h\nu_{32}$ , лазер будет работать не только как усилитель, но и как генератор оптического излучения, причем это излучение будет монохроматическим.

Если вспомнить, что фотоны являются бозе-частицами, то можно предсказать еще два интересных свойства лазерного излучения. Если фермионы подчиняются принципу Паули и не находятся в количестве больше одного в каждом квантовом состоянии, то бозоны, напротив, ведут себя по принципу «чем нас больше соберется, тем нам будет веселей». Если в системе появляется бозон в каком-то квантовом состоянии, то сразу повышается вероятность появления в системе второго такого же бозона в таком же квантовом состоянии. Появление второго бозона резко повышает вероятность появления третьего, и так далее по нарастающей. Процесс развивается очень быстро, поэтому все возникшие бозоны излучаются практически одновременно, то есть лазерное излучение является когерентным (кстати, а можно ли создать, допустим, электронный лазер?). Кроме того, поскольку одним из квантовых состояний фотона является состояние его поляризации, то лазерное излучение поляризовано.



## ГЛАВА 2. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

Оптоэлектронные полупроводниковые приборы (ОПП) излучают или преобразуют электромагнитное излучение оптического диапазона (с длиной волны от 1 мм до 1 нм). Эти приборы можно разделить на:

–*полупроводниковые излучатели* (когерентные (лазеры) и некогерентные (светодиоды));

–*приемники излучения* (фотодиоды, фототранзисторы, фоторезисторы, фототиристоры, солнечные элементы и др.);

–*оптроны* (оптопары и оптоэлектронные интегральные схемы).

Заметим, что среди указанных оптоэлектронных устройств целый ряд приборов на практике изготавливается в подавляющем большинстве случаев на основе полупроводниковых материалов. Это светодиоды, фотодиоды, фототранзисторы, фоторезисторы, множество устройств интегральной оптики. Вместе с тем, при создании различных типов лазеров (например, так называемых твердотельных) широко используются легированные кристаллические и аморфные диэлектрики. В нашем пособии представлены сведения только о приборах, создаваемых на основе полупроводников и характеризующихся технологической приемственностью.

### 2.1. Полупроводниковые излучатели.

#### 2.1.1. Источники некогерентного излучения.

Полупроводниковые излучатели используются для преобразования электрической энергии (сигнала) в световую. Обычно такое преобразование в приборе осуществляется посредством межзонной излучательной рекомбинации в полупроводнике неосновных носителей заряда, инжектированных через *p-n*-переход. Некогерентное излучение позволяют получать *светодиоды*, а когерентное – *полупроводниковые (и другие) лазеры*.

*Светодиоды* – это полупроводниковые источники некогерентного оптического излучения, работа которых основана на явлении электролюминесценции при инжекции неосновных носителей заряда через прямосмещенный *p-n*-переход (рис. 16). Светодиоды, излучающие в видимом диапазоне, называют *светоизлучающие диоды (СИД)*. Они используются большей частью как устройства отображения информации (для визуализации электрических сигналов). Эти приборы изготавливаются на основе полупроводников,

ширина запрещенной зоны которых больше 1,7 эВ (согласно соотношению  $E_g=hc/\lambda$ , где  $\lambda=0,38\div0,78$  мкм соответствует видимому диапазону оптического излучения). Приборы, работающие в инфракрасной области, называют *ИК-светодиодами*. В них используются более узкозонные полупроводники ( $E_g < 1,7$  эВ).

Рабочими характеристиками светодиодов являются напряжение  $U_{\text{раб}}$ . (прямое смещение порядка нескольких вольт, обеспечивающее инжекцию носителей через *p-n*-переход) и ток (около 10 мА во избежание перегрева). Качество светодиодов определяется внешним квантовым выходом  $\eta_e$  (эффективностью) и спектром излучения прибора. КПД прибора  $\eta$  и  $\eta_e$  связаны соотношением

$$\eta \approx \eta_e h\nu / eU_{\text{раб}}. \quad (15)$$

В свою очередь

$$\eta_e = \eta_i \eta_l \eta_o, \quad (16)$$

где  $\eta_i$ —внутренний квантовый выход (отношение квантов излучения к числу инжектированных носителей);

$\eta_l$ —коэффициент инжекции (отношение тока инжектированных носителей к полному току);

$\eta_o$ —коэффициент вывода света (доля генерированного в активной области прибора излучения, вышедшая наружу).

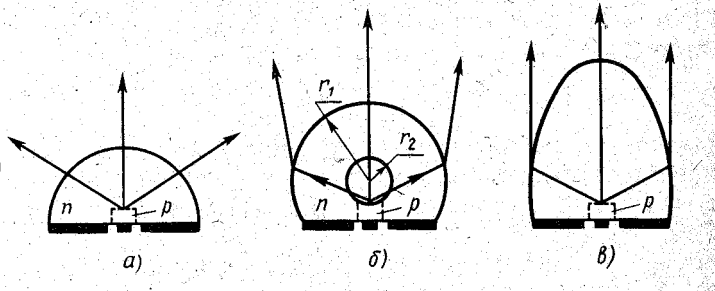


Рис. 16. Конфигурации светодиодов:

а)-полусфера; б)-усеченная сфера; в)-эллипсоид.

Для повышения  $\eta_i$  целесообразно использовать материалы с минимальной дефектностью, поскольку дефекты, в частности глубокие примеси, способствуют

реализации эффективной безызлучательной рекомбинации. Предпочтительно применение прямозонных полупроводников, в которых скорость излучательной рекомбинации выше скорости безызлучательной. Теоретически перспективными являются прямозонные цинк- и кадмийсодержащие материалы класса  $A^{II}B^{IV}$ . Однако пока не разработаны надежные технологии получения гомо- и гетеро-*p-n*-переходов на основе таких полупроводников требуемого качества. Основными материалами для светодиодов являются полупроводники класса  $A^{III}B^V$ . ИК-светодиоды изготавливаются на

основе эпитаксиальных пленок арсенида галлия ( $E_g=1,4\text{эВ}$ ), имеющих низкую дефектность. Эффективные СИД получают при использовании фосфида галлия ( $E_g=2,3\text{ эВ}$ ) и твердых растворов на его основе ( $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ,  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ ,  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ ). Действие таких приборов основано на излучательной рекомбинации экситонов, связанных на изоэлектронных ловушках. Ожидаемым является прогресс светодиодов с использованием гетегоструктур на базе

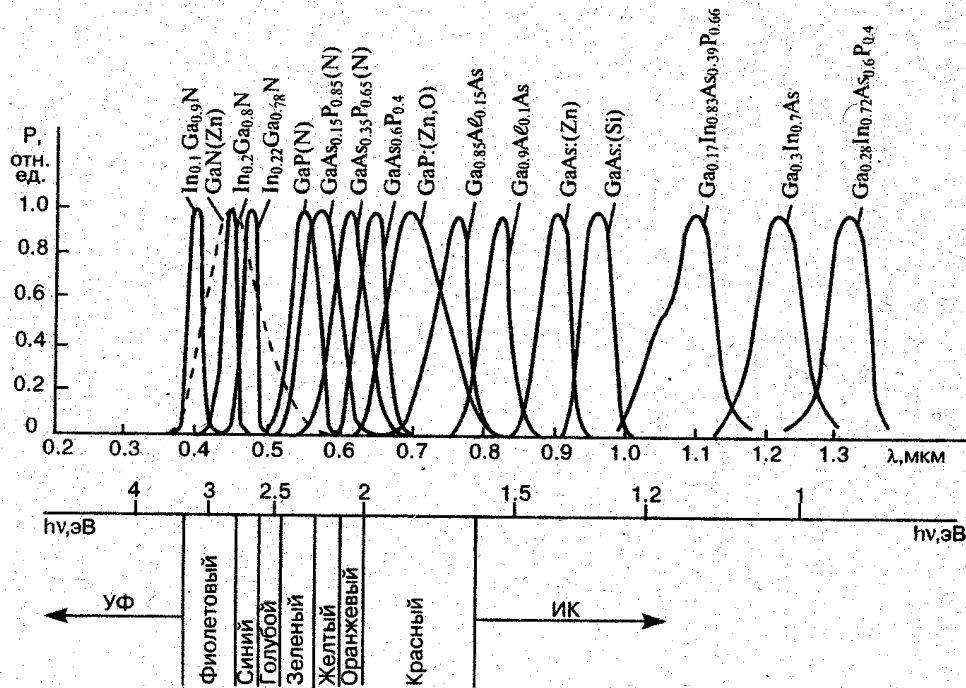


Рис. 17. Спектры излучения светодиодов на основе различных полупроводниковых материалов

нитридов класса  $A^{III}B^V$ , которые являются прямозонными широкозонными полупроводниками.

Наиболее эффективное увеличение коэффициента инжекции  $\eta_I$  обеспечивается в гетеропереходах (из широкозонного в узкозонный полупроводник). В гомо- $p-n$ -переходах следует добиваться наибольших значений диффузионной длины неосновных носителей заряда и обеспечивать более низкий уровень легирования в активной области светодиода. Повышение  $\eta_0$  реализуется оптимизацией конструкции светодиодов от плоской к сферической и эллиптической (рис. 16), что уменьшает внутреннее отражение на границе полупроводник - окружающая среда. Кроме того, активная область прибора должна иметь толщину порядка нескольких микрон для предотвращения активного поглощения генерированных фотонов в

объеме полупроводника. Однако следует отметить, что даже при всех приведенных усовершенствованиях  $\eta_0$  не превышает 10–30%.

Таблица 1

### Параметры светодиодов

Материал полупроводника	Примесь (или значения $x$ )	Цвет свечения	Спектральный максимум, нм	$\eta_e$ , %
GaAs	Si	ИК	950	12-50
GaAs	Zn	ИК	900	12-50
GaP	ZnO	красный	690	7
GaP	N	зеленый	550	0.7
GaAs <sub>x</sub> P <sub>1-x</sub>	0,39	красный	660	0.5
GaAl <sub>x</sub> As <sub>1-x</sub>	0,3	красный	675	1,3
Ga <sub>1-x</sub> In <sub>x</sub> P	0,6	янтарный	617	0,1
GaN		синий	466	~1

Спектр излучения светодиода определяется шириной запрещенной зоны используемого полупроводника, природой и количеством примесей, механизмом излучательной рекомбинации. Использование твердых растворов и индивидуальных соединений позволяет создавать светодиоды для различных диапазонов спектра электромагнитного излучения (рис. 17). В наиболее эффективных арсенидгаллиевых светодиодах активную  $p$ -область создают

1).  
во  
что

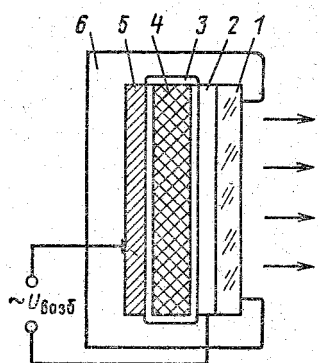


Рис. 18. Электролюминесцентный индикатор: 1 – стекло; 2 – прозрачный электрод; 3 – изолирующая пленка; 4 – слой люминофора; 5 – металлический электрод; 6 – корпус

введением цинка или кремния (таблица В первом случае достигается наибольшее быстродействие прибора, а втором – эффективность. Очень важно, спектр излучения GaAs-светодиодов хорошо соответствует (имеет максимум при той же длине волны) спектру фоточувствительности наиболее распространенных Si-фотодиодов.

Некогерентное оптическое излучение может быть получено также в помощью порошковых и пленочных электролюминесцентных излучателей. Такие приборы (рис. 18) представляют собой многослойную структуру, включающую два электрода (обычно оксидных), слой люминофора (чаще

сульфид цинка, легированный марганцем) и защитный диэлектрический слой (для порошковых приборов). Возбуждение электронов в материале происходит при наложении электрического поля и сопровождается последующей рекомбинационной люминесценцией. Длительность послесвечения определяется временем жизни неосновных носителей заряда и наличием ловушек захвата. Порошковые приборы отличаются от пленочных тем, что в первом случае частички электролюминофора распределены в диэлектрической связке, что обуславливает необходимость использования в качестве возбуждающего сигнала переменного напряжения до 200 В с частотой порядка 1 кГц. Пленочные излучатели на основе однородной вакуумной пленки являются менее экономичными, однако имеют высокую разрешающую способность, длительность послесвечения и стабильность. Среди общих достоинств электролюминесцентных излучателей можно отметить возможность высвечивания больших площадей (десятки м<sup>2</sup>), многоцветность, компактность, яркость, простоту изготовления.

### **2.1.2. Источники когерентного излучения (лазеры).**

*Лазеры*, в том числе и *полупроводниковые*, представляют собой квантовые генераторы или усилители оптического когерентного излучения, основанные на использовании вынужденной излучательной рекомбинации. Эти приборы преобразуют электрическую энергию или энергию некогерентного излучения в энергию когерентного излучения.

Итак, что же требуется для функционирования лазера? Во-первых, нужна, как минимум, трехуровневая система (рис. 15). Понятно, что в ней не обязательно должно быть ровно три уровня (да это и невозможно) – пусть их будет хоть три миллиона. Далее, в этой системе необходимо создать инверсную заселенность уровней. Это уже проблема посложнее, и обычно она решается не столь прямолинейно, как описывалось выше. Тем не менее, в настоящее время известно множество лазерных сред, то есть веществ, которые могут испускать лазерное излучение – твердых, жидких и газообразных. Однако же найти самую первую такую среду было, конечно, весьма непросто. Первая удачная попытка была осуществлена в 1954 году одновременно в Физическом институте Академии наук (СССР) Николаем Басовым и Александром Прохоровым и в Колумбийском университете (США) Чарлзом Таунсом, за что эти трое исследователей были удостоены в 1964 году

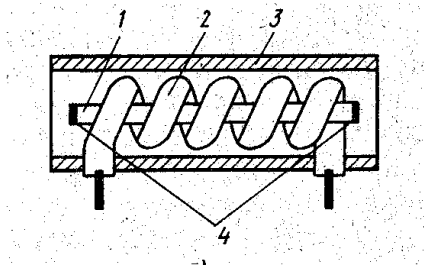


Рис. 19. Схема рубинового лазера: 1 – активный элемент; 2 – спиральная лампа накачки; 3 – отражатель; 4 – зеркала резонатора

Нобелевской премии по физике. В качестве рабочего вещества в этом первом устройстве использовался аммиак. Правда, излучал он не свет, а радиочастотные волны (microwave), и был назван Таунсом мазером (помните, откуда берется подобное название?). Благодаря способности усиливать радиоволны мазеры сразу начали применяться в радиотелескопах. Первый собственно лазер был создан в 1960 году

американским физиком Теодором Мейманом. Рабочим телом в этом лазере был стержень из рубина. Рубин представляет собой оксид алюминия, содержащий атомы хрома, которые и придают рубину красивый цвет и, как следствие, ювелирную ценность. Именно переходы в атомах хрома создают лазерное излучение рубина буквально по такой примитивной схеме, которая изображена на рис. 15.

Мощным импульсом света от газоразрядной ксеноновой лампы накачки (оптический способ накачки) (рис. 19) электроны в атомах хрома (а точнее, ионах  $\text{Cr}^{3+}$ ) возбуждаются с уровней основного состояния на уровни накачки, на которых создается инверсная заселенность по отношению к промежуточным уровням, соответствующим состоянию с энергией  $E_2$  на рис. 15. Вынужденные переходы электронов с уровней накачки на промежуточные уровни вызывают излучение света в красном диапазоне спектра на длине волны около 690 нм. Накачка осуществляется в импульсном режиме, соответственно и излучение рубинового лазера импульсное. С двух концов рубинового стержня располагаются плоские зеркала, одно из которых полупрозрачное. Отражаясь поочередно от этих зеркал, генерированные в рубине фотоны опять и опять проходят через стержень, создавая все новые фотоны. Процесс нарастает лавинообразно до тех пор, пока, наконец, световой импульс не выйдет наружу через полупрозрачное зеркало. Излучение рубинового лазера достаточно мощное, но неоднородное. Рубиновый кристалл в такой схеме может быть заменен другим материалом, содержащим собственные и примесные атомы, обеспечивающие генерацию излучения в активной оптической среде. Причем этой средой в общем

случае может быть как твердое тело, так и жидкое и газообразное. Принципиальной является возможность излучательного перехода в материале, используемом в качестве лазерной матрицы.

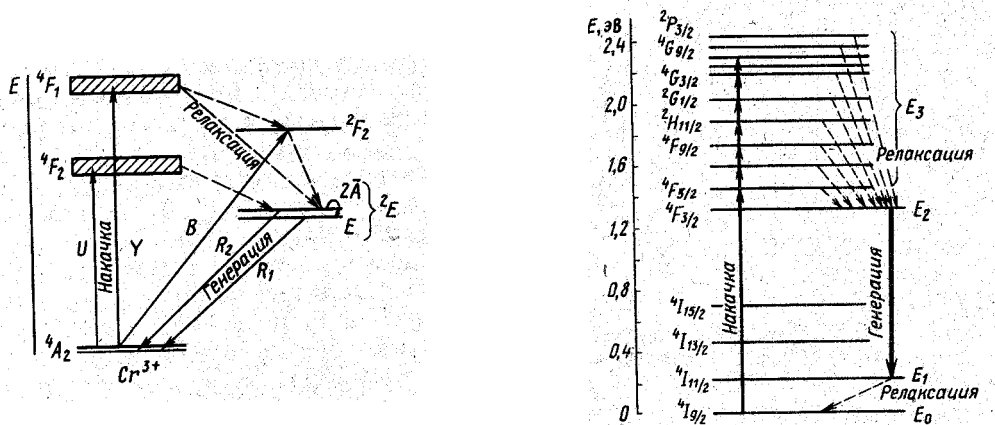


Рис. 20. Диаграмма энергетических уровней ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{a})$  и  $\text{Nd}^{3+}$  в  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}(\text{б})$  и схема работы твердотельного лазера по трехуровневой (а) и четырехуровневой (б) системе

В группе твердотельных лазеров, первым представителем которых был рубиновый лазер, активным материалом является кристаллический или аморфный диэлектрик (таблица 2). С точки зрения получения лазерной матрицы наиболее простыми являются стеклянные лазеры, а наиболее проблемными – лазеры на александрите и сложных гранатах. Пониженные значения КПД и высокие энергии накачки рубинового лазера были преодолены при использовании в качестве активатора ионов редкоземельных элементов, строение энергетических уровней которых позволяет осуществлять работу не по трех-, а по четырехуровневой системе (рис. 20). В первом случае (рис. 20а) ион-активатор создает в запрещенной зоне диэлектрика (матрицы) электронные уровни, переходы электронов между которыми обуславливают реализацию:

- поглощения энергии или *накачки* (переходы  ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{F}_2$ ,  ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{F}_1$ ,  ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^2\text{F}_2$ );
- релаксации* или безызлучательных переходов ( ${}^4\text{F}_1 \rightarrow {}^2\text{F}_2$ ;  ${}^2\text{F}_2 \rightarrow {}^2\text{E}$ ;  ${}^4\text{F}_1 \rightarrow {}^2\text{E}$ ,  ${}^4\text{F}_2 \rightarrow {}^2\text{E}$ );
- люминесценции или *генерации* излучения (излучательные переходы  ${}^2\text{E} \rightarrow {}^4\text{A}_2$ ).

Работу лазера в такой системе обеспечивают три уровня: основной ( ${}^4\text{A}_2$ ), уровень накачки (в зависимости от способа накачки  ${}^4\text{F}_2$ ,  ${}^4\text{F}_1$ ) и лазерный уровень ( ${}^2\text{E}$ ). В четырехуровневой системе

(рис. 20б) работают четыре уровня; основной ( ${}^4I_{9/2}$ ), частично перекрывающаяся серия уровней накачки ( ${}^4F$ ,  ${}^2H$ ,  ${}^2G$  и др.) и два лазерных уровня верхний ( ${}^4F_{3/2}$ ) и нижний ( ${}^4I_{11/2}$ ), то есть излучательный переход происходит между двумя лазерными уровнями ( $E_2$  и  $E_1$ ), которые не совпадают с основным ( $E_0$ ) и возбужденным ( $E_3$ ) состояниями.





Таблица 2

**Основные материалы и характеристики твердотельных лазеров**

№ п/п	Материал активной среды			Длина волны генерации , мкм	Показатель преломле ния	Режим генерации излучения	КПД, %
	матрица	активатор					
		природа	концентра ция мол. %				
1.	Рубин $Al_2O_3$	$Cr^{+3}$	0,03–0,05	0,694	1,76	свободный	1
2.	Иттрий-алюминиевый гранат (с неодимом) $Y_3Al_5O_{12}$	$Nd^{+3}$	1–3	1,06	1,83	непрерывный	4
3.	Стекло (с неодимом) (с эрбием)	$Nd^{+3}$ $Er^{+3}$	2–6 1	1,06 1,54	1,55	свободный	8 3
4.	Алюминат иттрия (с неодимом) $YAlO_3$	$Nd^{+3}$	3	1,06	1,95	непрерывный	1
5.	Натрий-лантан-молибдат (с неодимом) $NaLa(MoO_4)_2$	$Nd^{+3}$	2	1,06	1,82	свободный	2,5
6.	Флюорит (с диспрозием) $CaF_2$	$Dy^{+3}$	0,02	2,36	1,42	непрерывный	2
Перестраиваемые лазеры							
7.	Гадолиний-скандий-галлиевый гранат (с хромом) $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$	$Cr^{+3}$		0,7–0,9	2	импульсный	2–3
8.	Сапфир $Al_2O_3$	$Ti^{+3}$	0,1	0,7–0,98	1,7	импульсный	3
9.	Александрит ( $BeAl_2O_4$ )	$Cr^{+3}$		0,7–0,82	1,75	импульсный	2–3
10.	Щелочно-галлоидные кристаллы NaCl, LiF, KBr, RbI и др.	F-центры	–	0,5–4 (от LiF до RbI)	1,54 (NaCl)	свободный	30

В настоящее время наиболее распространенным твердотельным лазером является лазер на иттрий-алюминиевом гранате благодаря низким пороговым энергиям накачки, высокой теплопроводности и твердости матрицы, малым оптическим потерям, простоте конструкции, высокой мощности и частоте следования импульсов излучения (до 10 кГц). Общим недостатком всех лазерных матриц, активированных редкоземельными металлами, является отсутствие широких полос поглощения. Поэтому для увеличения эффективности накачки в такие матрицы, кроме ионов-активаторов, вводят ионы-сенситизаторы. Последние, например ионы  $\text{Cr}^{+3}$ , поглощают энергию в широком спектральном диапазоне и передают ее ионам-активаторам. Важное значение имеют твердотельные так называемые перестраиваемые лазеры, которые позволяют изменять частоту (длину волны) излучения в некотором диапазоне. В таких лазерах используют материалы с широкими интенсивными полосами люминесценции. Эти лазеры работают по четырехуровневой системе (рис. 20б) благодаря уширенным энергетическим уровням иона-активатора и эффективному взаимодействию этих ионов с колебаниями кристаллической решетки. Примером такой лазерной системы является монокристаллическая матрица на основе александрита или хризоберилла (таблица 2), в котором часть ионов  $\text{Al}^{+3}$  замещена ионами  $\text{Cr}^{+3}$ . Менее трудоемким является получение матриц перестраиваемых лазеров на основе галогенидов щелочных металлов, активированных F-центрами. F-центры (или центры окраски, поскольку придают цвет бесцветным совершенным кристаллам) образуются из точечных дефектов монокристалла (например, анионных вакансий) и обуславливают широкие полосы поглощения излучения с последующей люминесценцией. Необходимая концентрация F-центров в матрице создается в помощью фотохимической и термической обработки исходного монокристаллического материала. Совмещение в одном приборе лазерных матриц на основе различных галогенидов позволяет перекрывать широкий диапазон длин волн (таблица 2), однако эти материалы имеют низкую термическую и оптическую стабильность и имеют рабочую температуру порядка 77 К. Накачку таких лазеров осуществляют с помощью другого лазера соответствующей длины волны.

Совершенно особый класс твердотельных лазеров представляют собой *полупроводниковые лазеры*. Эти лазеры отличаются тем, что

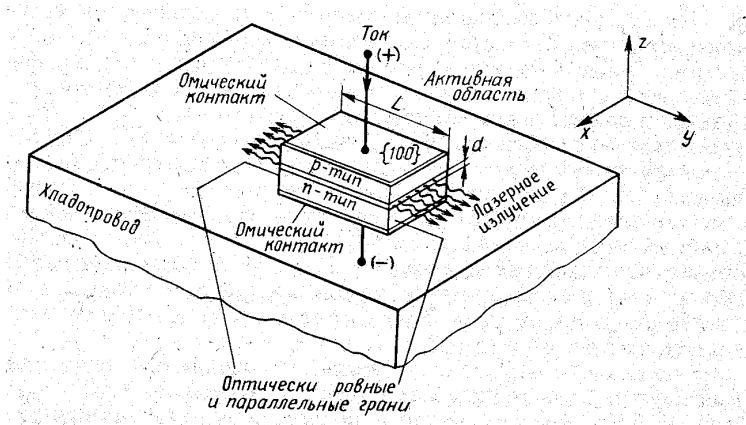


Рис. 21. Упрощенная схема инжекционного лазера

они миниатюрны, высокоэффективны, легко управляются электронным способом (низковольтными источниками тока), работают при низких напряжениях, устойчивы к механическим воздействиям, имеют высокое быстродействие,

большой срок службы и, что очень важно, изготавливаются по стандартной технологии микроэлектроники, то есть пригодны для массового производства и поэтому дешевы.

Основная идея, лежащая в основе работы полупроводниковых лазеров (рис. 21), очень проста. Она состоит в использовании излучательной рекомбинации в полупроводниках, которая и приводит к лазерной генерации. Для этого нам необходим материал с множеством электронов в зоне проводимости, стремящихся ее покинуть, и в то же время с множеством дырок в валентной зоне, готовых принять эти электроны. Ясно, что однородный полупроводник для этих целей не годится, так как в нем не реализуются одновременно оба указанных условия. Однако высокую концентрацию электронов можно получить в сильно легированном полупроводнике *n*-типа, а высокую концентрацию дырок – в сильно легированном полупроводнике *p*-типа. Если такие два полупроводника соединить вместе, то в области *p-n*-перехода можно одновременно реализовать оба условия, необходимых для лазерной генерации.

При подаче на *p-n*-переход прямого напряжения около такого перехода появляется область перекрытия, где велики концентрации как электронов, так и дырок. Эта область называется активной (рис. 21), так как именно здесь происходит интенсивная излучательная рекомбинация электронно-дырочных пар. Чтобы поддерживать во времени процесс излучения, необходимо компенсировать рекомбинационную убыль носителей заряда (электронов и дырок), пропуская через устройство электрический ток

и тем самым инжектируя в активную область новые носители. Таким образом, конструктивно полупроводниковый инжекционный лазер весьма похож на обычный полупроводниковый диод на основе  $p-n$ -перехода (по-английски он так и называется laser diode).

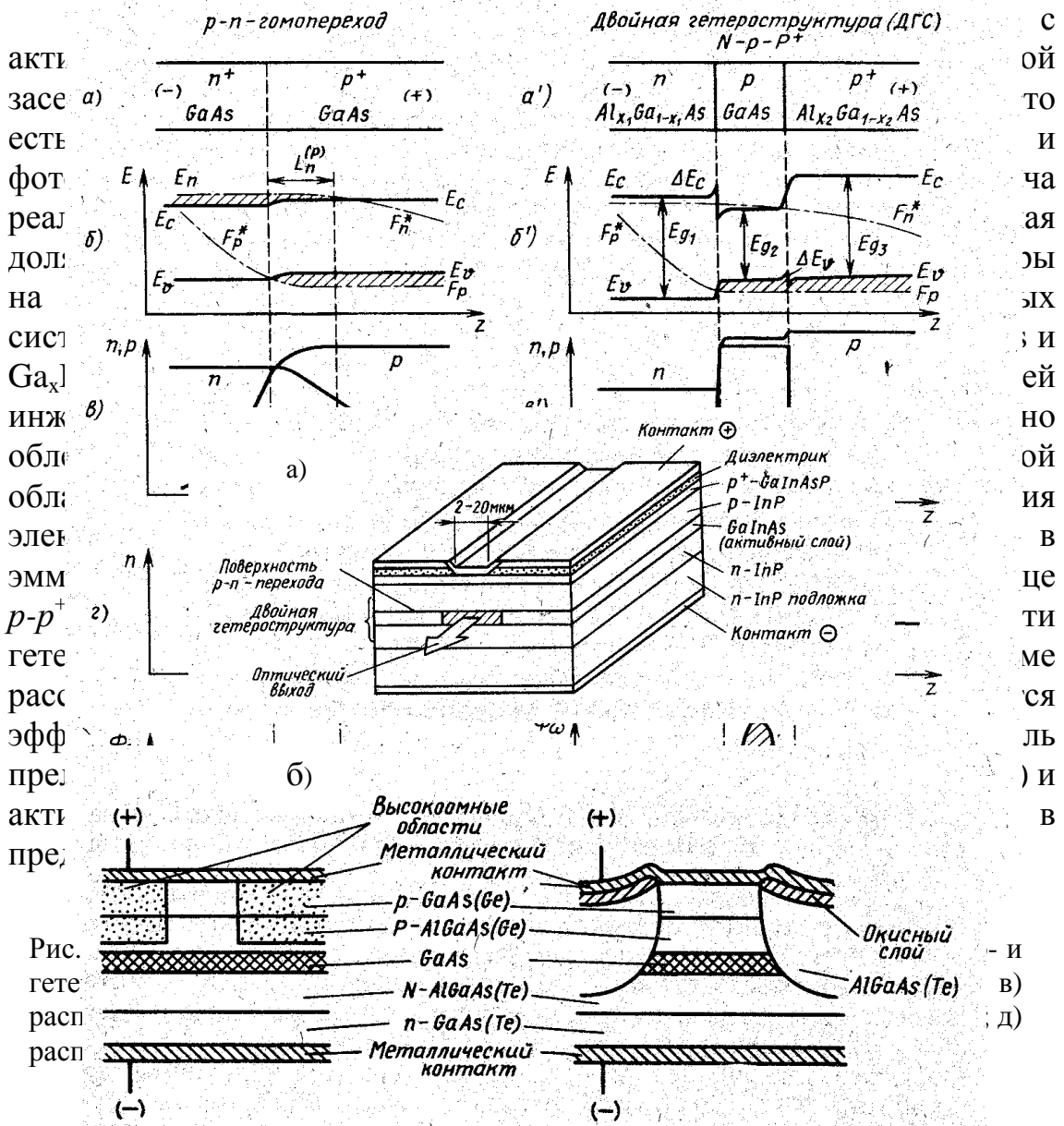


Рис. 23. Структуры контактных ДГС-полосковых лазеров: а) контактная структура с однокоординатным ограничением (вдоль оси  $z$ ); б) нитевидная структура с двухкоординатным ограничением (вдоль осей  $x$  и  $z$ )

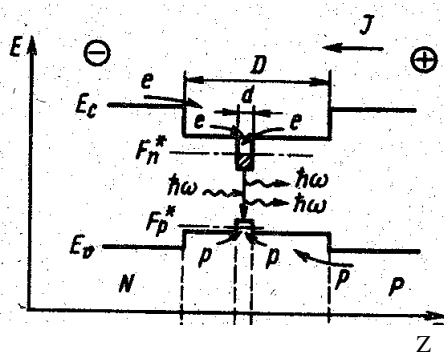
Реальные полупроводниковые лазеры на современном этапе развития квантовой электроники создаются большей частью в виде полосковых ДГС или полосковых ДГС с распределенной обратной связью (РОДГС). Состав полупроводника определяет длину волны излучения (таблица 3) и зачастую выбирается в соответствии с тремя областями пропускания оптических волокон (или с другими требованиями). Используя твердые растворы различных составов, можно в широком диапазоне варьировать характеристики инжекционных лазеров. Мощность таких лазеров в непрерывном режиме составляет несколько Вт.

Таблица 3

**Характеристика излучения полупроводниковых лазеров**

Состав активной среды	Длина волны излучения, мкм
$Al_{0,05}Ga_{0,95}As$ или $GaAs$	0,84
$Ga_{0,28}In_{0,72}As_{0,6}P_{0,4}$	1,3
$Ga_{0,4}In_{0,6}As_{0,88}P_{0,12}$	1,55

В ДГС-полосковом лазере (рис. 23) ширина активной области ограничена полосковым омическим контактом размером около десяти микрон, что обеспечивает понижение рабочего тока и повышает устойчивость работы лазера. В такой многослойной структуре содержится порядка 5 слоев (рис. 23а), из которых три центральных образуют рабочую ДГС-структуру. Первый слой легированного полупроводника, нанесенный на низкоомную подложку, служит широкозонным *N*-эмиттером инжекционного лазера. Затем наносится собственно активный слой в виде твердого раствора изопериодичного подложке и далее формируется широкозонный *P*-эмиттер. Последний полупроводниковый высоколегированный слой твердого раствора обеспечивает качественный омический контакт. Слой диэлектрика отделяет полупроводник от контакта за пределами полоски. Такие структуры обеспечивают электронное и оптическое ограничение вдоль оси *z*. Лучшими характеристика обладает лазер с двухкоординатным ограничением и вдоль оси *z*, и в плоскости инжекционного *p-n*-перехода (ось *x*, рис. 21б).



Дальнейшее совершенствование характеристик инжекционного полупроводникового

Рис. 24. Схема раздельного оптического и электронного ограничения в РОДГС-лазерах

лазера было достигнуто в ДГС-лазерах с отдельным электронным и оптическим ограничением (РОДГС-лазеры). В таких структурах (рис. 24) внутри тонкого активного слоя толщиной  $d$  осуществляется электронное ограничение, а внутри толстого слоя толщиной  $D$  – оптическое ограничение. При пропускании тока в прямом направлении электроны и дырки из широкозонных эмиттеров инжектируются в толстый узкозонный слой и затем попадают в тонкий еще более узкозонный активный слой, в котором происходит собственно излучательная рекомбинация. В современных РОДГС-лазерах в качестве тонких (около 5–20 нм) активных слоев, где происходит накопление неравновесных носителей и их излучательная рекомбинация, используются квантоворазмерные структуры (например, квантовые ямы). В квантоворазмерных структурах в роли характерной физической длины, т.е. длины с которой сравнивают размеры образца, выступают квантовые, а не классические величины. Для электронов в твердом теле такой длиной является длина волны де-Бройля. Если характерный геометрический размер (например, толщина активного слоя  $d$ ) соизмерим или меньше длины волны де-Бройля для электрона, то проявляются эффекты размерного квантования, то есть характер квантования энергии электрона, ее величина зависят не только от природы материала, но и от его размеров. Это значит, что энергией уровней и волновыми функциями электронов можно управлять, изменяя размеры объекта (например, активного слоя). Применение квантоворазмерных структур в активном слое РОДГС-лазера позволяет:

- уменьшить пороговую плотность тока накачки (до 100 А/см<sup>2</sup>, что на порядок меньше, чем в ДГС-лазерах);
- ослабить температурную зависимость плотности тока накачки;
- увеличить коэффициент усиления излучения на единицу длины активной области;
- улучшить спектральные характеристики генерируемого излучения.

Структура РОДГС-лазера с квантоворазмерным активным слоем включает большое число тонких (доли микрона) и сверхтонких (около 10 нм) слоев (рис. 25). Ширина квантовой ямы в такой структуре составляет 10 нм. Волновод (толстый слой) включает чередующиеся слои короткопериодной *сверхрешетки* (СР) и широкозонный слой  $Al_xGa_{1-x}As$  переменного состава. При этом сверхрешетка представляет собой совокупность взаимодействующих квантоворазмерных ям,

перекрывание электронных состояний в которой обуславливает образование разрешенных минизон, разделенных запрещенными зонами, как в твердом теле. Создание РОДГС-лазеров требует высочайшего уровня технологии получения наноразмерных

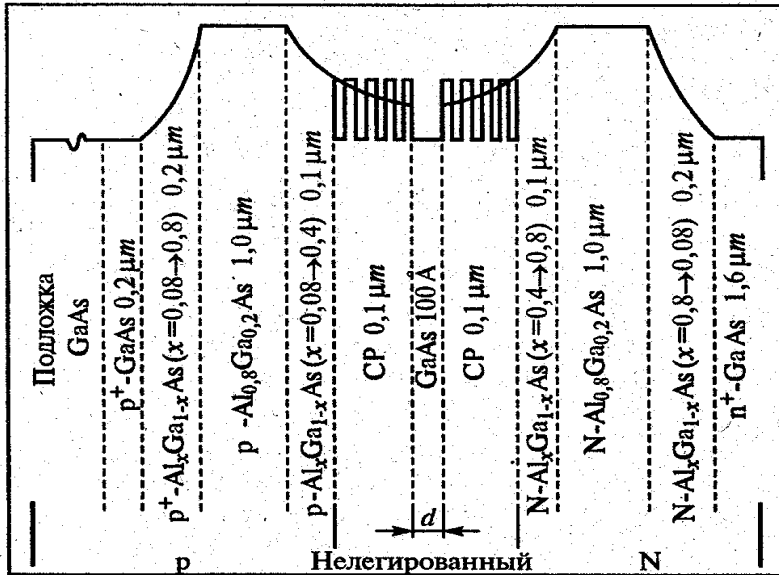


Рис. 25. Структура РОДГС-лазера с квантовой ямой и параболическим волноводом

лазеров на матрицах, находящихся не только в твердом, но и в жидком или газообразном состоянии. Еще в 1960 году Али Джаван, американский физик иранского происхождения, создал первый *газовый лазер*. Сейчас весьма распространены маломощные газовые лазеры на основе смеси гелия с неоном, излучающие на длине волны 632 нм и используемые для исследовательских и метрологических целей, и мощные лазеры на основе  $\text{CO}_2$ , излучающие в инфракрасном диапазоне на длине волны 10,6 мкм и используемые для технологических целей. Оба эти типа лазеров излучают свет, в отличие от рубинового лазера, не в импульсном, а в непрерывном режиме.

В 1966 году Б. Степановым, А. Рубиновым и В. Мостовниковым в Институте физики АН БССР (Минск) были созданы первые *жидкостные лазеры* на основе органических красителей, которые благодаря низкой стоимости и возможности использования в одном лазере набора красителей (как патроны в барабанном револьвере),

монокристаллических слоев, для чего используется молекулярно-лучевая эпитаксия, газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений и жидкофазная эпитаксия.

Как мы уже отмечали, возможно создание



излучающих на различных длинах волн, получили широкое распространение.

За четыре десятилетия с момента создания лазеров они нашли широкое применение в самых различных областях человеческой деятельности. Мощное излучение лазеров используется в промышленных и медицинских технологиях, в устройствах волоконно-оптической связи. Узкая направленность лазерного луча позволяет измерить расстояние до Луны с точностью до сантиметра. Голография начала по-настоящему развиваться только с применением монохроматического лазерного излучения. Без лазерных проигрывателей компакт-дисков и компьютерных CD ROOM'ов мы уже не представляем себе повседневную жизнь. На очереди развитие лазерных средств высококачественной передачи информации типа телевизионных сигналов.

## 2.2. Приемники излучения

В эту группу фотоэлектронных приборов входят устройства, преобразующие световую энергию (оптический сигнал) в электрическую. Среди них можно выделить *фотодетекторы*, осуществляющие собственно детектирование оптического сигнала, и *фотопреобразователи*, эффективно преобразующие световую энергию определенного диапазона в электрическую.

Из большой группы *фотодетекторов* мы ограничимся знакомством с основными приборами фотонного типа, принцип действия которых основан на внутреннем фотоэффекте (возбуждение электрона в пределах твердого тела). Это фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры и др.

### 2.2.1. Фоторезисторы

Работа *фоторезистора* основана на фоторезистивном эффекте (глава 1). В зависимости от реализуемого в полупроводнике вида

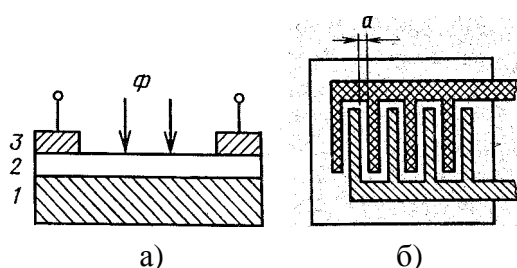


Рис. 26. Пленочные фоторезисторы с параллельными (а) и гребенчатыми (б) электродами: 1 – диэлектрическая под-ложка; 2 – фоточувствительный слой; 3 –

фотопоглощения выделяют собственные фоторезисторы, функционирующие в видимой и ближней ИК-области спектра, и примесные фоторезисторы, работающие в средней и дальней области при глубоком охлаждении. Эти приборы отличаются простой конструкцией, включающей

активный слой полупроводника с высоким исходным сопротивлением  $R_{\text{темн}}$  (чаще всего соединение класса  $A^{II}B^{IV}$ ) и электроды (рис. 26). Фототок в приборе определяется тремя основными процессами:

- неравномерная по толщине чувствительного слоя генерация неравновесных носителей заряда под действием света;
- перенос носителей заряда посредством дрейфа и диффузии с возможным умножением по внутренним механизмам;
- взаимодействие тока с внешней цепью, которое обеспечивает выходной сигнал фоторезистора.

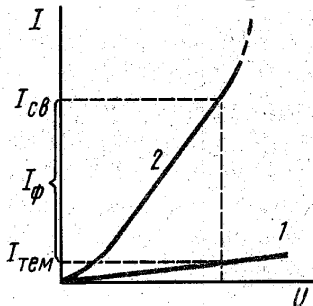


Рис. 27. ВАХ фоторезистора в темноте (1) и при освещении (2)

ВАХ фоторезистора в большей части линейна (рис. 27). Отклонение от линейности при малых напряжениях в случае использования поликристаллического полупроводника связано с контактными явлениями на межкристаллитной границе. Нелинейность в области больших напряжений обусловлена нагревом полупроводника.

Спектральная характеристика фоторезистора имеет максимум, положение которого для

собственных фоторезисторов определяется шириной запрещенной зоны полупроводника (рис. 28). Спад фототока при уменьшении длины волны ниже порогового значения связан с уменьшением глубины проникновения фотонов в полупроводник и увеличением поверхностной рекомбинации фотоносителей, что уменьшает время их жизни.

Эффективность прибора определяется коэффициентом усиления фототока  $K_f$ , который пропорционален отношению числа носителей, образующих фототок к числу поглощенных фотонов. С другой стороны  $K_f$  прямо пропорционален времени жизни неосновных носителей и обратно пропорционален времени пролета носителей через активную область фоторезистора (между электродами). Таким образом увеличение  $K_f$  достигается ростом

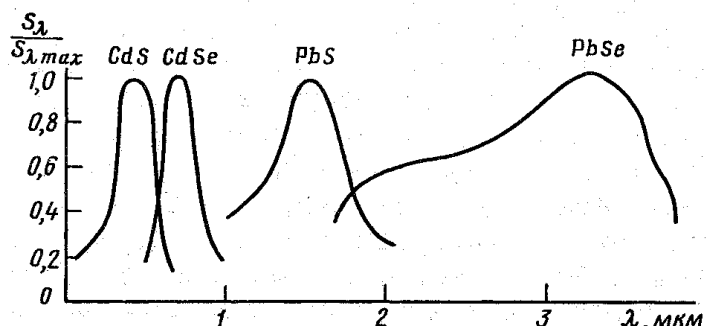


Рис. 28. Спектральные характеристики фоторезисторов на основе различных полупроводников

времени жизни носителей (например, за счет создания ловушек), однако при этом увеличивается постоянная времени  $\tau$  (время изменения тока фоторезистора в  $e$  раз), то есть снижается быстродействие прибора. Наиболее важной и объективной характеристикой фоторезистора является детектирующая способность  $D$  ( $\text{см}\cdot\text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$ ), которая обратно пропорциональна величине светового потока, вызывающей на выходе прибора в единичной полосе частот сигнал, равный шуму. В целом, можно отметить, что достоинствами фоторезисторов как детектирующих приборов является низкая стоимость и достаточно высокий коэффициент усиления порядка 1000–10000. Однако большая инерционность прибора ограничивает его применение в оптоэлектронике. Тем не менее целый ряд фоторезисторов находит практическое применение для регистрации достаточно медленно протекающих процессов (частота модуляции светового потока до 10 кГц) в различных областях спектра (таблица 4).

Таблица 4

**Параметры фоторезисторов**

Материал	$T_{\text{раб}}$ , К	Рабочий диапазон, мкм	$\lambda_{\text{max}}$ , мкм	$D$ , $\text{см}\cdot\text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$	$\tau$ , мс	$R_{\text{темн}}$ , МОм	Примеры приборов
CdS	295	0,4–0,8	0,6	$10^{14}$	10–200	0,1–100	ФСК-1
CdSe	295	0,4–1	0,7	$10^{13}$	10–100	2–1000	ФСД-1
PbS	295	1–3	2,2	$10^{11}$	0,4	0,02–5	ФСА-1, ФСВ-18
	80	1–4	3,2	$2\cdot 10^{11}$	3		
PbSe	295	0,6–4,5	3,7	$10^{10}$	0,01	0,2–1	СФ-1Д
	80	1–6,5	5	$2\cdot 10^{10}$	0,04		
InSb	80	2,0–5,6	5,2	$5\cdot 10^{10}$	0,005	0,002–0,02	ФРО-146
Ge (Au)	80	2,4–7,6	5,9	$3\cdot 10^9$	30 нс	0,03–1	ФСГ-22 ФСГ-28
Ge (Cu)	15	2–28	24	$2\cdot 10^{10}$	10 нс		
Hg <sub>0,8</sub> Cd <sub>0,2</sub> Te	80	8–13	12	$5\cdot 10^{10}$	0,001	50–2000 Ом	ФРО-Х1

### 2.2.2. Фотодиод

Фотодиод представляет собой полупроводниковый диод, обратный

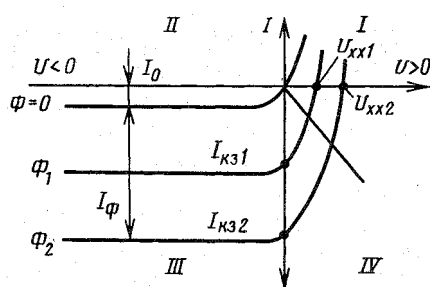


Рис. 29. ВАХ  $p$ - $n$ -перехода без освещения ( $\Phi=0$ ) и при освещении ( $\Phi_1, \Phi_2$ )

ток которого зависит от освещенности. Работа этого прибора связана с генерацией фотоносителей вблизи потенциального барьера ( $p$ - $n$ -перехода, барьера Шоттки, гетероперехода) на расстоянии меньшем, чем диффузионная длина, и разделением потока этих носителей за в области объемного заряда. Этого можно достигнуть счет возникновения вентильной фото-ЭДС. В результате обратный ток диода при освещении увеличивается (рис. 29). Спектральные характеристики фотодиодов схожи с таковыми для фоторезистора (рис. 28). Для обеспечения высокой чувствительности и быстродействия фотодиода необходимо, чтобы генерация электронно-дырочных пар происходила при использовании  $p$ - $i$ - $n$ -структур (легированные гетерополярные области разделены слоем собственного полупроводника) или гетеропереходов. При создании гетероструктур

фотодиодов в качестве освещаемого «окна» используется широкозонный полупроводник (рис. 30), а поглощение фотонов происходит в узкозонной части перехода. Спектральная характеристика в таком случае ограничена значениями ширины запрещенной зоны материалов

гетероперехода и близка к  $P$ -образной (рис. 30в, кривая а). Вид спектральной характеристики

можно эффективно варьировать, используя различные многослойные системы твердых растворов (рис. 30в, кривая б).

В качестве быстродействующих фотоприемников в диапазоне частот до нескольких ГГц (таблица 5) наиболее эффективно

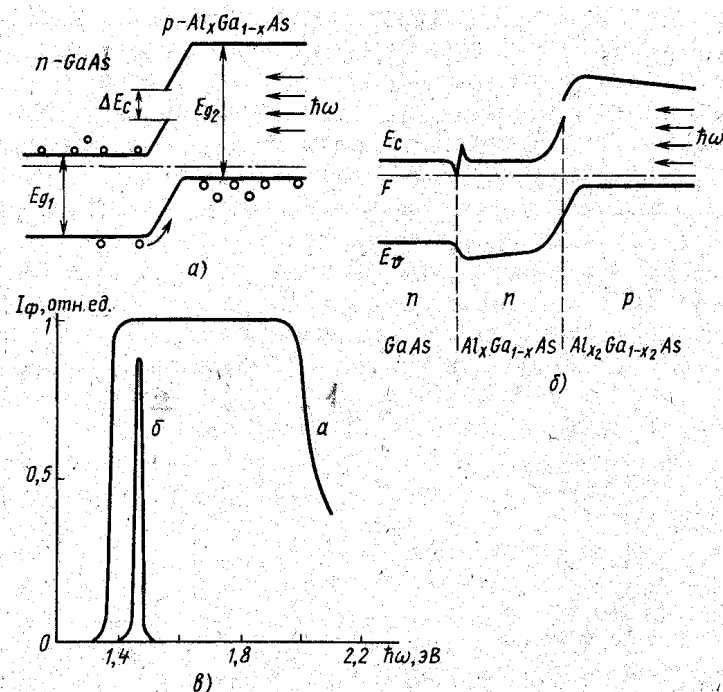


Рис. 30. Энергетические диаграммы (а, б) и спектральные характеристики (в для систем а и б)  $p$ - $n$ -гетеропереходов при освещении через широкозонный полупроводник.

использование *p-i-n*- и лавинных фотодиодов (рис. 31). При обратном смещении *p-i-n*-структуры обедненный слой захватывает всю *i*-область, что снижает емкость перехода, расширяет диапазон поглощения света и повышает чувствительность прибора. Фотоносители ускоряются в обедненном слое электрическим полем (до скорости дрейфа  $\sim 10^7$  см/с) и тормозятся в *p*- и *n*-областях (до скорости диффузии  $\sim 10^4$  см/с), что уменьшает быстродействие и квантовый выход (за счет диффузионной рекомбинации). Таких нежелательных эффектов избегают, уменьшая толщину «входного» слоя до долей микрона и увеличивая толщину *i*-области свыше длины поглощения света ( $1/\alpha$ ), чтобы поглощение происходило в обедненном слое.

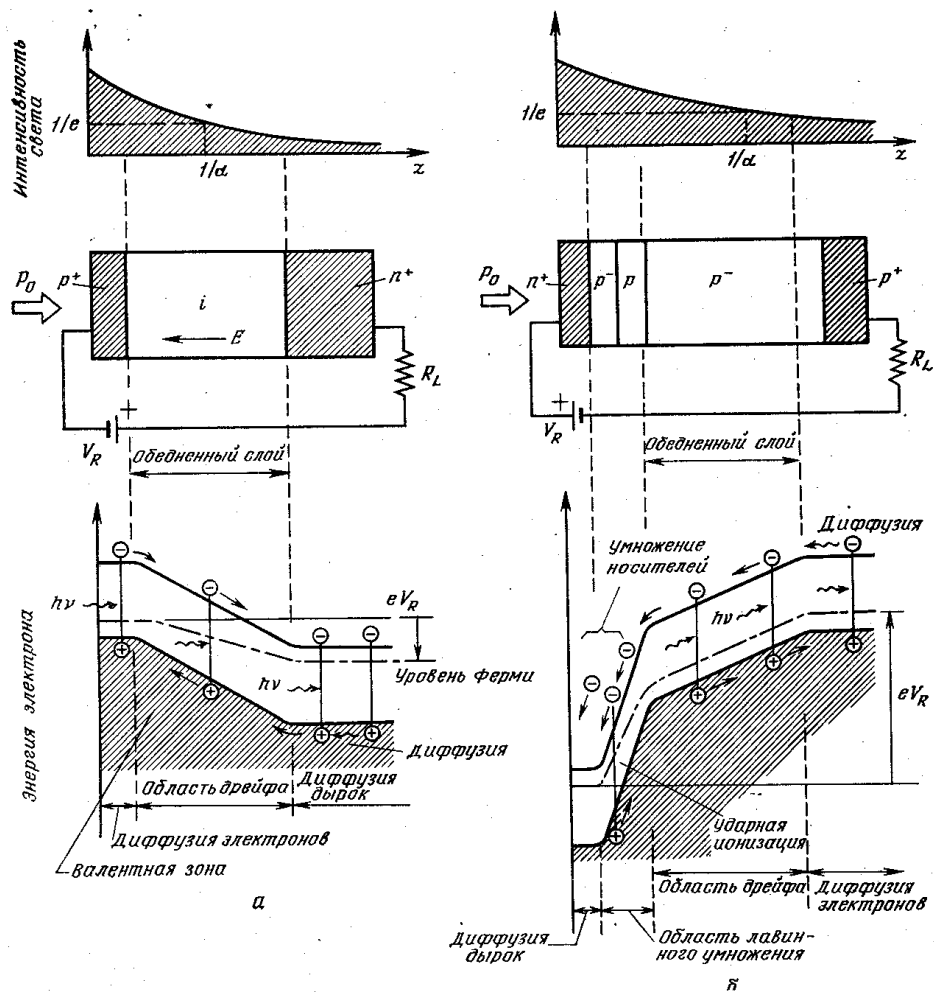


Рис. 31. Структура, энергетическая диаграмма *p-i-n*-(а) и лавинных (б) фотодиодов.

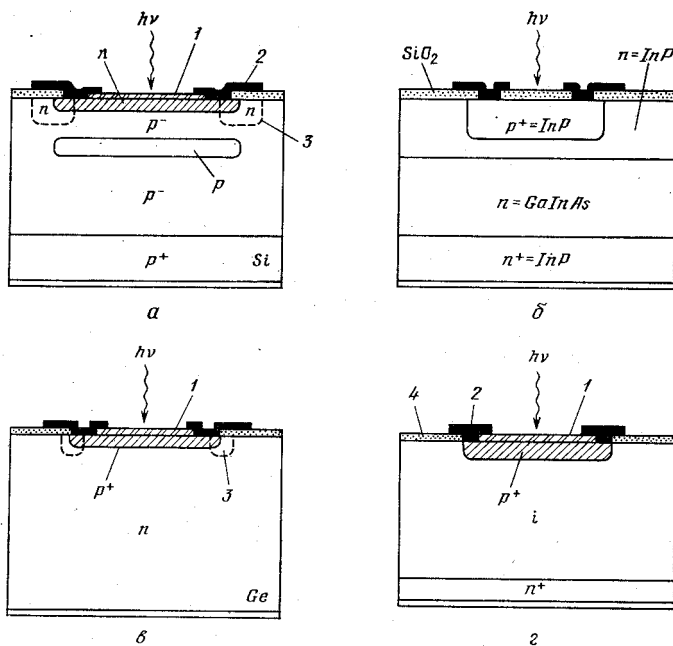
Лавинный фотодиод (рис. 31б) имеет более сложную структуру. Он содержит вблизи возникающего при обратном смещении прибора

обедненного слоя (области поглощения) область с повышенной концентрацией носителей (высоким электрическим полем), в которой происходит лавинное умножение фотоносителей за счет ударной ионизации. Эффект лавинного умножения фотоносителей позволяет повысить быстродействие прибора. Реальные ЛФД и  $p-i-n$ -ФД (рис. 32) создаются на базе структур (например,  $n^+p^-pp^+$ ), которые включают активные области, электроды, просветляющую пленку (для предотвращения отражения), защитное кольцо (для увеличения напряжения пробоя и обеспечения однородности лавинного умножения).

Таблица 5

**Параметры фотодиодов**

Материал, тип диода	$T_{\text{раб}}$ , К	Рабочий диапазон, мкм	$\lambda_{\text{max}}$ , мкм	$D$ , см·Гц <sup>1/2</sup> /Вт	$\tau$ , мс	Примеры приборов
Si p-n p-i-n  ЛФД	295	0,4–1	0,85 0,9  0,9	 $3 \cdot 10^{12}$ $3 \cdot 10^{13}$  $10^{14}$	 1–10 0,002– 0,01  0,002– 0,01	 ФДК, ФД-10КП, ФД-256
Ge p-n ЛФД	295	0,5–1,8	1,55	 $5 \cdot 10^{10}$ $10^{12}$	 1–10 <0,1	 ФД-1, ФД-4Г
GaAs	300	0,5–0,9	0,8	$10^{12}$	0,1	–
InSb	80	2,2–5,4	5,2	$5 \cdot 10^{10}$	5	ФДО-117
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$	300	1,3–1,6	1,5	$10^{11}$	0,005	–
$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$	80	2–30	8–14	$10^{10}$	0,01	–



Высокое быстродействие (доли нс), простота и широкая спектральная характеристика отличает фотодиоды на основе металла-полупроводник. Широкий спектральный диапазон такого прибора

Рис. 32. Конструкции лавинных (а, б, в) и  $p-i-n$ - (г) фотодиодов: 1 - просветляющая пленка; 2 - электрод; 3 - защитное кольцо; 4 - изоляция

обусловлен, с одной стороны, возможностью поглощения в верхнем металлическом слое (электроде) фотонов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника. С другой стороны, с увеличением энергии квантов и коэффициента поглощения продолжается эффективное поглощение фотонов в области пространственного заряда полупроводника.

### 2.2.3. Фототранзистор

Фототранзистор создается на базе фоточувствительной биполярной или МОП-структуры и является одновременно фотоприемником и усилителем фототока. В биполярном фототранзисторе (рис. 33), обычно включенном по схеме с общим эмиттером, освещается

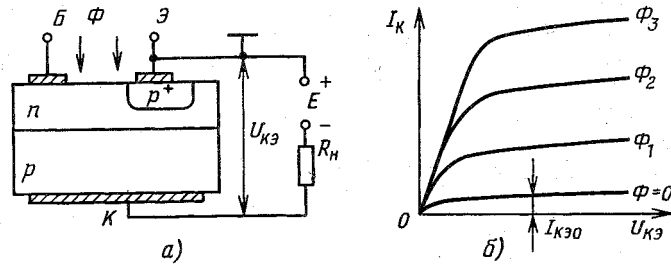


Рис. 33. Структура и ВАХ биполярного фототранзистора

часть базы, где происходит генерация фотоносителей. Одни носители преодолевают обратносмещенный коллекторный  $p-n$ -переход (на рис. 33 - дырки), а другие носители (электроны на рис. 33) скапливаются на границе прямосмещенного эмиттерного перехода, уменьшая контактное поле и увеличивая инжекцию носителей. В результате входной сигнал (фототок базы) многократно усиливается, что

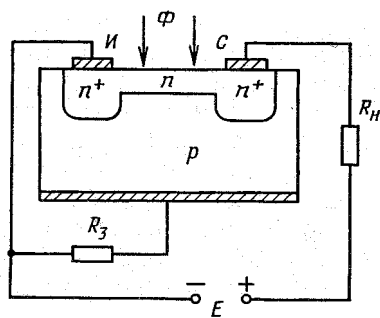


Рис. 34. Структура полевого

обуславливает значительно большую чувствительность биполярного фототранзистора по сравнению с фотодиодами. В качестве примера полевого фототранзистора на рис. 34 приведен транзистор с управляющим  $p-n$ -переходом. Световой поток генерирует фотоносители в области затвора и  $p-n$ -перехода. Поле последнего разделяет потоки фотоносителей, увеличивая концентрацию носителей и в канале, и в затворе. Фототранзисторы используются как фоточувствительные элементы оптопар и фотоприемных систем, в частности волоконно-оптических линий связи.

#### 2.2.4. Фотоэлемент

Примером фотоэлектронного приемника, работающего в режиме генерации фото-ЭДС (вентильный или фотовольтаический режим), является *фотоэлемент*. Такой солнечный элемент предназначен для прямого преобразования световой энергии в электрическую. Его функционирование основано на возникновении фото-ЭДС, эквивалентной некоторому прямому смещению *p-n*-перехода. Величина возникающего при облучении электрического поля (точка пересечения ВАХ с осью напряжения на рис. 29) определяет выходную мощность солнечного преобразователя (в лучших приборах до нескольких киловатт). Она зависит от освещенности, коэффициента поглощения света материалом и может быть увеличена за счет повышения площади рабочей поглощающей поверхности (рис. 35). Важной характеристикой фотоэлемента является КПД, который определяется отношением выходной мощности прибора к входной мощности светового потока. Разработанные к настоящему времени фотоэлементы имеют невысокий КПД от 0,1 до 20% за счет значительного влияния процессов поверхностного отражения света, поверхностной и объемной рекомбинации неравновесных носителей, а также потерь мощности при прохождении тока в объеме полупроводника. Наиболее распространенным и эффективным материалом для солнечных преобразователей пока остается кремний. Это обусловлено тем, что максимум спектральной характеристики кремниевых фотоэлементов соответствует максимуму спектрального распределения солнечной энергии. Перспективы полупроводниковой солнечной энергетики связывают с материалами на основе арсенида галлия (например, твердый раствор  $Al_xGa_{1-x}As$ ) и других широкозонных полупроводниковых соединений, а также с аморфным кремнием. Создание фотоэлементов на базе гетеропереходов (например, GaAs/Ge, GaAs/GaP) позволяет увеличить КПД до 30–35%, а также расширить спектральную характеристику фотоэлемента (например, кривая а на рис. 30в). В таком случае максимум спектральной кривой преобразуется в плато, соответствующее диапазону энергий между величинами ширины запрещенной зоны используемых полупроводников.



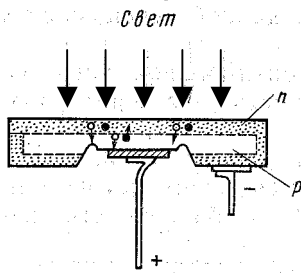


Рис. 35. Кремниевый фотоэлемент

### 2. 3. Оптроны.

Оптронами называют оптоэлектронные приборы, которые содержат и источник, и приемник излучения, связанные между собой электрооптически и конструктивно.

Элементарным оптроном является *оптопара*. Этот оптоэлектронный полупроводниковый прибор включает один светоизлучатель и один фотоприемник, оптически связанные и электрически изолированные друг от друга (рис. 36).

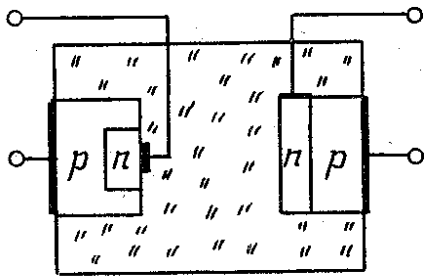
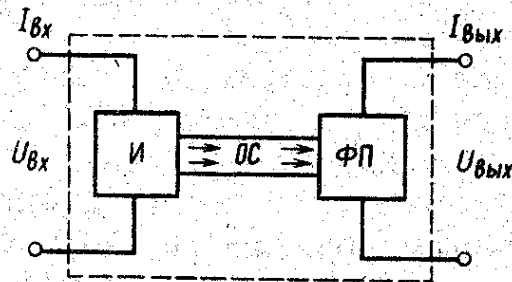


Рис. 36. Принципиальное устройство диодной оптопары

В качестве излучателя в оптопарах чаще используются некогерентные полупроводниковые излучатели-светодиоды, которые имеют высокий КПД преобразования электрической энергии в световую, длительно и надежно работают с малыми токами и напряжениями.

В некоторых случаях применяют лампы накаливания, электролюминесцентные излучатели, а также полупроводниковые гетероструктурные лазеры (в быстродействующих системах). В качестве оптической среды можно использовать воздух, стекло, а также перспективные прозрачные компаунды (эпоксидные смолы, оптические клеи, вазелиноподобные полимеры), которые одновременно осуществляют механическое крепление элементов оптопары. В зависимости от прибора-приемника излучения выделяют резисторные, диодные, транзисторные и другие оптопары. *Оптоэлектронная интегральная схема* содержит ряд схем или компонентов, связанных между собой оптической связью с тем, чтобы избежать электрической развязки. Такая схема состоит из оптронов и усилительных или согласующих устройств, электрически связанных между собой.

Принцип действия оптронов упрощенно представлен на рис. 37. Основными элементами оптрона, кроме излучателя (И) и фотоприемника (ФП), являются оптический канал (оптическая среда ОС) и устройство управления световым потоком (на рисунке не изображен).



51 Рис. 37. Общая схема оптрона

Электрический сигнал поступает на светоизлучатель, который преобразует его в световой сигнал. По оптическому каналу происходит передача сигнала на фотоприемник, которая при необходимости сопровождается изменением величины светового потока соответствующим устройством. Фотоприемник преобразует световой сигнал в соответствующий электрический. Таким образом, в оптроне осуществляется преобразование входного электрического сигнала ( $I_{вх}$ ,  $U_{вх}$ ) в выходной электрический ( $I_{вых}$ ,  $U_{вых}$ ) через оптический сигнал.

При отсутствии электрической связи между излучателем и приемником оптрон исполняет в электрической цепи роль переключателя (элемента гальванической развязки). Наличие обратной электрической и оптической связи позволяет использовать оптроны для генерации и усиления электрических и оптических сигналов, для создания запоминающих устройств. Среди достоинств оптоэлектронных интегральных схем, обусловленных главным образом реализацией электронейтрального фотонного переноса информации, в сравнении с традиционными электронными схемами можно отметить

- обеспечение качественной электрической (гальванической) развязки между входом и выходом (то есть коммутации элементов с различными электрическими параметрами);

- высокая помехозащищенность (невосприимчивость к электромагнитным полям);

- реализация бесконтактного оптического управления электронными элементами (разнообразие управляющих цепей);

- широкий диапазон рабочих частот (переменный и постоянный сигнал);

- физическая и конструктивно-технологическая совместимость с другими полупроводниковыми микроэлектронными устройствами;

- возможность управления выходным сигналом путем воздействия на оптический канал (оптические датчики).

Нерешенными проблемами оптоэлектронных интегральных схем остаются

- значительная потребляемая мощность (из-за двойного преобразования сигнала);

- невысокий КПД (несколько процентов);

- низкая термостабильность;

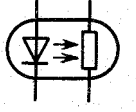
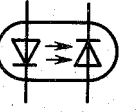
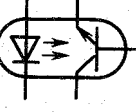
- временная деградация параметров устройства;

- высокий уровень собственных шумов;
- необходимость использования гибридной непланарной технологии.

Общепринятой классификацией оптронов является их разделение в зависимости от типа фотоприемника на резисторные, диодные, транзисторные, тиристорные, диодно-транзисторные и другие (таблица 6).

Таблица 6

## Характеристика некоторых типов оптронов

Название	Обозначение	Элементы		Параметры			Применение
		излучатель	приемник	$\tau$ , мс	R	$K_I$	
Резисторные		светодиод (GaP, GaP <sub>1-x</sub> As <sub>x</sub> ) или лампа накаливания	фото-резистор (CdS, CdSe)	200	$R_T/R_C=10^4$ $-10^7$	0,5– 0,05	бесконтактная коммутация и управление в цепях переменного тока
Диодные		светодиод (GaAs, Ga <sub>x</sub> Al <sub>1-x</sub> As, GaP <sub>1-x</sub> As <sub>x</sub> , GaAs/Ga <sub>x</sub> Al <sub>1-x</sub> As)	p-i-n-фотодиод (Si)	$10^{-3}$ – $10^{-4}$	$R_{и}=10^{10}$ Ом	0,01	оптоэлектронные импульсные трансформаторы, элементы согласования периферии с центром ЭВМ, схемы защиты от перегрузки
Транзисторные		(GaAs, твердые растворы соединений A <sup>III</sup> B <sup>V</sup> )	фото-транзистор p-n-p (Si)	0,1– 0,001	$R_{и}=10^9$ – $10^{11}$ Ом	0,5– 20	сильноточные оптоэлектронные реле, аналоговые и ключевые коммутаторы сигналов, схемы согласования датчиков с измерителями, элементы гальванической развязки линий связи

Наиболее важными параметрами оптрона являются  
– время переключения ( $\tau$ ), определяющее быстродействие прибора;

– коэффициент передачи по току ( $K_I = I_2/I_1$ );

– параметры изоляции  $R$  (темновое  $R_T$  и световое  $R_C$ , сопротивление прибора, сопротивление изоляции  $R_{и}$ , проходная емкость между входом и выходом  $\sim 1$  пФ).

Среди различных типов оптопар (таблица 6) широкое применение на практике в качестве элементов развязки высокоомных и низкоомных цепей находят диодные оптопары по причине их высокого быстродействия (до 1 нс), однако низкий коэффициент передачи тока в таких системах требует дополнительных усилительных устройств для выходного сигнала. Достоинствами резисторных оптопар является линейность и симметричность ВАХ, отсутствие внутренних фото-ЭДС и пониженный уровень собственных шумов. Низкое быстродействие этих устройств ограничено инерционностью фоторезисторов.

Существует большое число других разновидностей оптронов. Среди них

– дифференциальные оптопары, в которых один излучатель воздействует на несколько приемников;

– волстоны, своеобразная длинная диодная оптопара, где излучатель и приемник связаны между собой волоконно-оптическим кабелем (волоконным световодом из тонкой светопроводящей нити, выполняющей функцию диэлектрического волновода);

– преобразователи изображений (оптрон с внутренней электрической и внешней оптической связью, включающий, например, многоэлементный приемник на основе PbS-фоторезистора и излучатель на базе GaP-светодиода и осуществляющий преобразование инфракрасного излучения в видимое);

– оптические датчики (например, оптопара с открытым оптическим каналом и оптопара с управляемым оптическим каналом, которые позволяют преобразовывать внешние воздействия в удобные для регистрации, а также обработки оптические и электрические сигналы).

Чувствительным элементом оптоэлектронного датчика чаще всего является активная оптическая среда, свойства которой изменяются под влиянием внешних воздействий (температуры, давления, химического состава, перемещения объектов, электромагнитных полей и т.д.). Например, оптопары с открытым

оптическим каналом (рис. 38) используются в оптоэлектронных газоанализаторах и позволяют контролировать состав газовых и

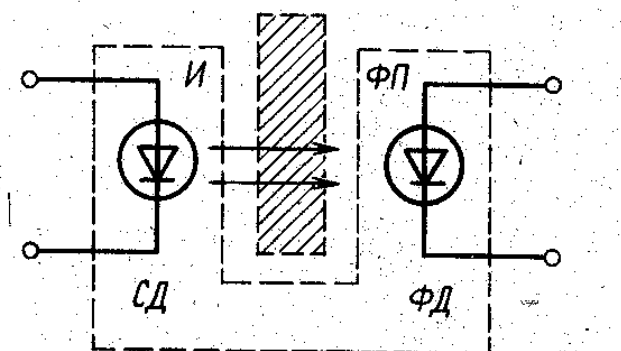


Рис. 38. Оптопара с открытым оптическим каналом:  
И – излучатель; СД – светодиод; ФП – фотоприемник;  
ФД – фотодиод

жидких систем.

Принцип действия такого анализатора основан на селективном поглощении молекулами (и другими частицами) анализируемого вещества оптического излучения в характерном спектральном интервале. Сравнение результатов измерения концентрации поглощающих центров (по величине тока в фотоприемнике) в анализируемой системе и в прозрачной (непоглощающей) среде позволяет достаточно точно определять содержание характерных поглощающих центров (частиц анализируемой системы).

### ГЛАВА 3. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ

–У нас, – сказала Алиса, с трудом переводя дух, – когда долго бежишь со всех ног, непременно попадешь в другое место.

Какая медлительная страна! – сказала Королева.– Ну, а *здесь*, знаешь ли, приходится бежать *со всех ног*, чтобы только остаться на том же месте! Если же хочешь попасть в другое место, тогда нужно бежать по меньшей мере вдвое быстрее!

Льюис Кэррол, *Алиса в Зазеркалье*.

Теоретические принципы работы традиционных полупроводниковых приборов (диодов, транзисторов и т.п.) основаны на так называемой *зонной модели*, которая Вам уже знакома. Зонная модель хороша для описания электронных свойств кристаллов, или, иначе говоря, материалов *с дальним порядком*. Однако большинство окружающих нас веществ к таковым не относятся. Я не буду даже говорить о газах и жидкостях. Что окружает нас в больших количествах? Всевозможные изделия из дерева и пластмасс, растительных волокон и полимерных пленок – да всего и не перечислишь. Все эти материалы являются некристаллическими, или, иначе говоря, неупорядоченными, и обладают совершенно необычными электронными свойствами. Изучением этих свойств занимается *физика неупорядоченных систем*, с некоторыми идеями которой мы и познакомимся. Некристаллические вещества не имеют пока (пока!) широкого применения с точки зрения использования их электронных свойств, однако уже сейчас вырисовываются интересные перспективы для создания на их основе, например, высокочувствительных химических сенсоров, солнечных батарей, высоковольтных полевых транзисторов, полимерных светодиодов и лазеров. Все крупнейшие электронные фирмы Америки, Европы и Японии открыли финансирование исследований, в частности, по разработке экранов видеоаппаратуры, основанных на полимерных светоизлучающих диодах. Нобелевская премия по химии за 2000-й год присуждена Хигеру, Макдиармиду и Ширакаве за успехи в области создания проводящих полимеров. А кто знает, что будет через несколько лет? Во всяком случае, лучше быть во всеоружии и не пугаться выражений типа "локализация электронов", "переход

Андерсона" и "прыжковая проводимость". Надеемся, скоро Вы будете четко понимать, что означают эти загадочные выражения.

Основные черты электронной структуры упорядоченных (кристаллических) твердых тел, определяющие их электрические свойства, были вскрыты уже в пионерской работе Кронига и Пенни. Основным результатом этой работы с точки зрения описания электропереноса заключался в том, что электроны в периодической решетке могут иметь значения энергии только в определенных интервалах, названных разрешенными электронными энергетическими зонами. Коэффициент прохождения межатомных потенциальных барьеров для электронов в этих зонах в точности равен единице. Следовательно, электронная проводимость кристаллов является процессом квантовомеханического туннелирования, но с единичной вероятностью прохождения через барьеры, поэтому такие электроны можно назвать действительно свободными и не обращать внимания на то, что это туннельный процесс, что и делалось в течение примерно тридцати лет. Такая проводимость, обусловленная резонансным электронным туннелированием в периодической решетке, получила название зонной проводимости.

Ключевой идеей, отражающей особенности переноса электронов в неупорядоченных системах, является идея Андерсона о локализации электронных состояний. Именно локализация электронов приводит к тому, что в неупорядоченных системах может иметь место совершенно другой механизм проводимости – прыжковый. Рассмотрим вкратце суть основных представлений о локализации электронов и вытекающих из них представлений о проводимости неупорядоченных систем.

### **3.1. Локализация электронных состояний**

Пусть атомы находятся в узлах правильной решетки, но уровень электрона на всех узлах разный, то есть рассматривается система периодически расположенных потенциальных ям различной глубины. Энергии электронов на различных узлах считаются случайными величинами, и корреляция между ними отсутствует, то есть вероятность того, что некоторый узел имеет заданную энергию, не зависит от энергий остальных узлов. При этом распределение энергий  $E$  считается равномерным в некотором интервале  $W$ , то есть функция распределения будет иметь вид



$$P(E) = \begin{cases} 1/W, & |E| < W/2 \\ 0, & |E| > W/2 \end{cases} \quad (17)$$

Основной вопрос при рассмотрении этой модели, которая называется моделью Андерсона, заключается в том, чтобы определить, являются ли волновые функции электрона локализованными в окрестности конкретного узла или делокализованы в пределах всей системы. Критерий локализации, который использовал Андерсон, заключается в следующем. Пусть в начальный момент времени волновая функция электрона совпадает с узельной функцией, соответствующей узлу  $i$ . Эта функция будет изменяться со временем, так как она не является собственной функцией гамильтониана Андерсона

$$H = \sum_j E_j a_j^+ a_j + \sum_{j,m \neq 0} I(m) a_j^+ a_{j+m}, \quad (18)$$

где  $I(m)$  – интеграл перекрытия;

$a^+$  и  $a$  – операторы рождения и уничтожения.

Решение уравнения Шрёдингера дает значение квадрата модуля волновой функции  $|\psi_i(t)|^2$  на узле  $i$  при больших временах  $t$ . Если состояния не локализованы, начальный волновой пакет расплывется по всей системе; тогда в бесконечной системе  $\lim_{t \rightarrow \infty} |\psi_i(t)|^2 = 0$ . Если же волновые функции локализованы, то расплывания не произойдет, и волновая функция, приобретая со временем экспоненциально малые хвосты на соседних узлах, останется сосредоточенной примерно в той же области пространства, что и в начальный момент. Поэтому  $\lim_{t \rightarrow \infty} |\psi_i(t)|^2$  окажется конечной величиной. В этом и состоит критерий Андерсона. Отметим, что если все состояния локализованы, то при нулевой температуре проводимость системы равна нулю.

Модель Андерсона содержит один безразмерный параметр  $W/I$ , где  $I$  – модуль интеграла перекрытия для соседних узлов. Результат Андерсона, подтвержденный и большим числом более поздних исследований, состоит в следующем. При достаточно больших значениях параметра  $W/I$  состояния локализованы. Существует критическое значение  $W_c/I$ , при котором в центре зоны впервые появляются делокализованные состояния. При дальнейшем уменьшении  $W/I$  область делокализации увеличивается, захватывая всю энергетическую зону. Границы между локализованными и делокализованными состояниями называют порогами или краями подвижности.

Возникновение полосы делокализованных состояний называют *переходом Андерсона*. Правда, нередко в этот термин вкладывают и другой смысл. Если в зоне уже существует порог подвижности, и если при изменении заполнения зоны электронами, сопровождающемся изменением положения уровня Ферми, уровень Ферми пересечет этот порог, то электронные свойства системы, например, электропроводность, могут существенно измениться. Такое явление также называют переходом Андерсона.

Более реалистичной, но и более сложной с математической точки зрения является модель Лифшица. Если в модели Андерсона потенциальные ямы различной глубины располагались в узлах правильной решетки, то в модели Лифшица рассматриваются одинаковые потенциальные ямы, случайно расположенные в пространстве. При этом потенциалы ям считаются короткодействующими, а среднее расстояние между ямами – большим по сравнению и с радиусом действия потенциала, и с радиусом волновой функции, соответствующей одной яме. Под радиусом волновой функции подразумевается некоторое характерное расстояние. В частности, для экспоненциально убывающих (водородоподобных) волновых функций это будет расстояние, на котором волновая функция уменьшается в  $e$  раз. В этой модели, несмотря на одинаковую глубину потенциальных ям, перекрытие волновых функций соседних ям приведет к сдвигу энергетических уровней, а поскольку у разных ям ближайшие соседи оказываются на разных расстояниях, то и сдвиги окажутся разными. Отметим, что если в модели Андерсона разброс уровней и перекрытия считались независимыми и задавались произвольно, то в модели Лифшица перекрытие и разброс имеют одинаковую природу и в среднем одинаковый порядок величины, а единственным малым параметром задачи является отношение радиуса волновой функции к среднему расстоянию между ямами.

При рассмотрении модели Лифшица следует выяснить, будут ли электронные состояния локализованными вблизи отдельных ям или они расплывутся по всей системе. Основным результатом, полученным Лифшицем, заключается в том, что электронные состояния будут локализованными, если среднее расстояние между ямами велико по сравнению с радиусом волновой функции, в противном случае состояния будут делокализованными. Иначе говоря, для делокализации электронных состояний необходимо, чтобы разброс

расстояний между соседними ямами не превышал радиуса электронного состояния.

Такой результат позволяет заключить, что в пленках органических материалов, как полимерных, так и молекулярных, имеющих малую плотность и не отличающихся особой упорядоченностью структуры, вероятность локализации электронов весьма велика, а узость разрешенных зон может привести и к полному отсутствию делокализованных состояний. В любом случае ясно, что при рассмотрении электронных процессов в органических материалах нельзя игнорировать возможность существования локализованных электронных состояний.

В заключение этого подраздела следует обсудить терминологический вопрос, который регулярно возникает при обсуждении электронных свойств неупорядоченных систем – вопрос о термине “зона”. Этот термин применим к неупорядоченным системам, если под зонами подразумевать разрешенные значения энергии электронов, не вкладывая в него никакого дополнительного смысла, вытекающего из периодичности решетки в случае кристаллических веществ. Именно в таком контексте и будет использоваться этот термин в дальнейшем.

### **3.2. Прыжковая проводимость и сетка сопротивлений Миллера-Абрахамса**

Первые детальные исследования прыжковой проводимости были проведены для проводимости по примесям в легированных полупроводниках. При низких температурах, порядка температуры жидкого гелия, в легированном полупроводнике “вымораживаются” носители, генерируемые за счет электронных переходов между валентной зоной и зоной проводимости и между указанными зонами и примесными уровнями. При этом единственно возможным каналом проводимости остается непосредственно туннелирование электронов между атомами примеси. Отметим, что необходимым условием такого процесса является наличие как пустых, так и заполненных электронных состояний в системе примесных уровней, что в легированных полупроводниках достигается за счет компенсации, обусловленной введением или хотя бы даже случайным неконтролируемым наличием неосновной примеси. Впервые проводимость по примесям в легированных полупроводниках наблюдалась, видимо, Хангом и Глиссманом в германии, легированном сурьмой. Наиболее серьезный успех тех лет в описании

прыжковой проводимости на примере проводимости по примесям был достигнут Миллером и Абрахамсом, которые доказали применимость модели случайной сетки сопротивлений для описания этого процесса.

Миллер и Абрахамс, исходя из локализованных волновых функций электронов, вычислили вероятность перехода между двумя соседними центрами локализации с поглощением или излучением фонона, а затем число таких переходов в единицу времени. В слабом электрическом поле, нарушающем детальный баланс, возникнет ток, пропорциональный полю, вычислив который, Миллер и Абрахамс нашли сопротивление данного перехода и свели всю задачу к вычислению электропроводности эквивалентной сетки случайных сопротивлений. Сопротивление, включенное между каждой парой узлов сетки Миллера-Абрахамса, имеет вид

$$R_{ij} = R_{ij}^0 \exp(\xi_{ij}), \quad (19)$$

где в случае изотропных волновых функций локализованных электронов

$$\xi_{ij} = \frac{2r_{ij}}{a} + \frac{\varepsilon_{ij}}{kT}. \quad (20)$$

Здесь:  $r_{ij}$  – расстояние между узлами  $i$  и  $j$  сетки;

$a$  – радиус локализации электрона;

$\varepsilon_{ij}$  – разность энергий электронов на узлах  $i$  и  $j$  сетки.

Следующая задача, которую следует решить, заключается в следующем: а как же теперь вычислить электросопротивление нашего материала, а не какое-то мифическое сопротивление, якобы включенное между центрами локализации?

### 3.3. Предельные случаи слабого и сильного разупорядочения

Вообще говоря, задача суммирования этих “квантовых” сопротивлений сама по себе как раз не квантовая, а классическая. Это понятно из следующих элементарных рассуждений. Современная аналитическая техника позволяет определить энергетическое состояние каждого индивидуального атома в твердом теле. Значит, по крайней мере принципиально, мы можем проследить путь каждого электрона, обеспечивающего прыжковую проводимость, приписав ему некую траекторию. Это и означает, что мы можем пользоваться классическими представлениями при суммировании сопротивлений, включенных между узлами сетки Миллера-Абрахамса. Сначала мы можем рассмотреть “траекторию” одного электрона, вдоль которой эти сопротивления включены последовательно. Затем, считая, что все

такие параллельно включенные “траектории” имеют примерно одинаковое сопротивление, полученный результат просто надо разделить на количество траекторий:

$$\rho = const \cdot \sum R_{ij}^0 \exp\left(\frac{2r_{ij}}{a} + \frac{\varepsilon_{ij}}{kT}\right). \quad (21)$$

Здесь буквой  $\rho$  обозначено удельное сопротивление материала. Вот только плохо, что придется вычислять ряд функций случайных величин, а этого никто не умеет делать. Что ж, это обычна ситуация в физике и материаловедении. Значит, нужны приближенные решения.

Самый простой случай – когда разупорядочение центров локализации малое. Тогда все члены суммы можно считать примерно одинаковыми, и удельное сопротивление будет равно

$$\rho = \rho_{03} \exp\left(\frac{2r}{a} + \frac{\varepsilon}{kT}\right), \quad (22)$$

где  $r$  – среднее расстояние между центрами локализации;

$\varepsilon$  – энергия активации проводимости;

$\rho_{03}$  – постоянная.

Полученная экспоненциальная зависимость сопротивления от расстояния между центрами локализации служит “визитной карточкой” прыжковой проводимости, и экспериментальное обнаружение такой зависимости фактически является единственным прямым доказательством прыжкового механизма проводимости данного конкретного материала.

Другой предельный случай – очень сильное разупорядочение В этом случае можно пользоваться методами теории протекания.

*Теория протекания*, созданная в 1957 году Бродбентом и Хаммерсли, является математической теорией, основную проблему которой можно сформулировать следующим образом: пусть атомы случайно распределены на узлах регулярной решетки так, что любой данный узел занят с вероятностью  $p$ . Спрашивается, чему равна вероятность  $P(p)$  того, что данный атом принадлежит бесконечному кластеру? Основная теорема этой теории утверждает, что для всех значений  $p < p_c$  вероятность  $P(p)$  имеет меру нуль; при этом критическая концентрация  $p_c$ , которую называют *порогом протекания*, зависит от типа решетки. Созданная для решения совсем иной прикладной задачи (для расчета угольных фильтров в противогазах, используемых в шахтах), теория протекания тем не менее может быть с успехом применена для описания электропроводности сильно неупорядоченной системы. Например,

основную экспоненциальную зависимость удельного сопротивления от расстояния между центрами локализации получают следующим образом.

Включим сначала сопротивления с  $\xi_{ij} \leq \xi$   $\theta$  будем увеличивать  $\xi$  до тех пор, пока не возникнет протекание по включенным сопротивлениям. Это произойдет, когда будет выполнено условие  $\xi = \xi_c$ , где  $\xi_c$  – порог протекания в задаче узлов с критерием связности  $\xi_{ij} \leq \xi$ . Увеличение  $\xi$  от  $\xi_c$  до  $\xi_c + 1$  приведет к формированию критической подсетки сопротивлений, которая будет шунтировать сопротивления со значениями  $\xi_{ij}$ , существенно большими, чем  $\xi_c + 1$ . В то же время электропроводность критической подсетки определяется сопротивлениями с  $\xi_i$ , близкими к  $\xi_c$ . Следовательно, экспоненциальная зависимость сопротивления от всех параметров задачи заключена в величине порога протекания  $\xi_c$  и описывается формулой

$$\rho = \rho_0 \exp(\xi_c), \quad (23)$$

которая и является исходной для всех теоретических исследований прыжковой проводимости, базирующихся на методе протекания.

Чтобы получить зависимость электропроводности от концентрации центров локализации, следует, во-первых, исключить энергетическое слагаемое из выражения (20) для  $\xi_{ij}$ . Тогда мы получим сетку с сопротивлениями

$$R_{ij} = R_{ij}^0 \exp\left(\frac{2r_{ij}}{a}\right). \quad (24)$$

Критерий связности теперь будет иметь вид

$$\frac{2r_{ij}}{a} \leq \xi \quad \text{или} \quad r_{ij} \leq \frac{a\xi}{2}, \quad (25)$$

то есть связность пары центров локализации зависит только от расстояния между ними.

Таким образом, порог протекания

$$\xi_c = \frac{2r_c}{a}, \quad (26)$$

где  $r_c$  – перколяционный радиус, то есть порог протекания в задаче с условием связности  $r_{ij} \leq r$ . В итоге оказывается, что прыжки на расстояние перколяционного радиуса целиком определяют показатель экспоненты удельного электросопротивления. Как показывают вычисления по теории протекания, перколяционный радиус

$$r_c = (0,865 \pm 0,015) \cdot N^{-1/3}, \quad (27)$$

где  $N$  – концентрация узлов сетки Миллера и Абрахамса, равная концентрации центров локализации, например, основных примесей в легированном полупроводнике. Тогда из (23) – (27) получаем

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp\left(\frac{\alpha}{aN^{1/3}}\right), \quad (28)$$

где  $\alpha = 1,73 \pm 0,03$ .

Таким образом, для прыжковой проводимости получена экспоненциальная зависимость удельного сопротивления от концентрации центров локализации, неоднократно подтвержденную экспериментально для легированных полупроводников и ряда органических материалов.

### 3.4. Принципы описания прыжковой проводимости в рамках туннельной модели

Прыжковая проводимость может быть описана как процесс изоэнергетического туннелирования. В такой модели температурная зависимость проводимости обусловлена не изменением вероятности каждого отдельно взятого прыжка электрона между центрами локализации, а изменением чисел заполнения локализованных состояний при изменении температуры. Если перенос заряда осуществляется по набору уровней, распределенных в интервале энергий шириной  $\Delta E$  с плотностью состояний  $g(E)$ , то концентрация участвующих в переносе заряда электронов в интервале энергий шириной  $dE$  будет описываться уже вам знакомым выражением

$$dn = 2 \cdot g(E) \cdot f(E, T) \cdot [1 - f(E, T)] \cdot dE, \quad (29)$$

где  $f(E, T)$  – функция распределения Ферми-Дирака.

Плотность тока в такой системе может быть представлена как

$$j = \int 2e \cdot V(E) \cdot g(E) \cdot f(E, T) \cdot [1 - f(E, T)] \cdot dE, \quad (30)$$

где  $V(E)$  – скорость дрейфа носителей заряда;

$e$  – заряд носителя.

Интегрирование в (30) ведется по всем энергиям в интервале  $\Delta E$ .

Если учитывать только прыжки между ближайшими соседями, а вероятность туннельных переходов представить в квазиклассическом приближении, то скорость дрейфа

$$V(E) = r \cdot v(E) \cdot P(E), \quad (31)$$

где  $r$  – средняя длина прыжка электрона;

$v(E)$  – квазиклассическая частота периодического движения электрона в потенциальной яме;

$P(E)$  – разность коэффициентов прохождения потенциального барьера в направлениях против внешнего поля и по полю соответственно.

Подставляя (31) в (30), получим соотношение

$$j = \int 2er \cdot v(E) \cdot P(E) \cdot g(E) \cdot f(E, T) \cdot [1 - f(E, T)] \cdot dE, \quad (32)$$

которое и определяет электропроводность, обусловленную переносом заряда по локализованным состояниям. Величина удельной проводимости  $\sigma$  тогда вычисляется как

$$\sigma = \partial j / \partial F, \quad (33)$$

где  $F$  – напряженность внешнего электрического поля.

Наблюдаемая в эксперименте энергия активации проводимости может быть вычислена как

$$\varepsilon = \partial(\ln j) / \partial(1/kT), \quad (34)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура.

Для вычисления значений  $\sigma$  и  $\varepsilon$  в конкретных материалах необходимо задать в явном виде входящие в (2.6) величины.

Функция распределения Ферми-Дирака имеет вид

$$f(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}, \quad (35)$$

где  $E_F$  – уровень Ферми.

Тогда произведение  $f(E, T) \cdot [1 - f(E, T)]$  равно

$$f(E, T) \cdot [1 - f(E, T)] = \frac{1}{2 \left[ \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1 \right]}. \quad (36)$$

В больцмановском приближении, когда  $|E - E_F| \gg kT$  для всех энергетических уровней, по которым осуществляется электроперенос, получим

$$f(E, T) \cdot [1 - f(E, T)] = \exp\left(-\frac{|E - E_F|}{kT}\right). \quad (37)$$

Частоту  $v(E)$  можно вычислить в водородоподобном приближении, связав ее с кинетической энергией  $K$  как

$$v(E) = \frac{1}{2\pi a} \cdot \left(\frac{2K}{m}\right)^{1/2}, \quad (38)$$

где  $m$  – эффективная масса электрона,  $a$  – его радиус локализации. Используя теорему вириала для кулоновского поля ( $|E| = K$ ) и учитывая, что для водородоподобных центров эффективную массу



электрона можно выразить через радиус локализации  $a_0$ , соответствующий энергии основного состояния  $E_0$ , с учетом диэлектрической проницаемости вещества  $\chi$ :

$$m = \frac{\eta^2 \chi}{a_0 e^2}, \quad (39)$$

получим окончательно для частоты:

$$v(E) = \frac{e^2}{2\pi\chi\eta} \cdot \left(\frac{a_0}{a^3}\right)^{1/2} = \frac{e^2}{2\pi\chi\eta a_0} \cdot \left(1 - \frac{2\chi a_0 E}{e^2}\right)^{3/4}. \quad (40)$$

При вычислении вероятности туннелирования ограничимся пока случаем  $r \gg a$ , что позволяет аппроксимировать кулоновский барьер, разделяющий соседние центры локализации, прямоугольным барьером шириной  $r$  и высотой  $E_0$ , коэффициент прохождения для которого:

$$D = \frac{4k_1^2 k_2^2}{(k_1^2 + k_2^2)^2 \cdot \text{sh}^2(rk_2) + 4k_1^2 k_2^2}. \quad (41)$$

В соотношении (41)  $\eta k_1 = (2mE)^{1/2}$ ,  $\eta k_2 = [2m(U - E)]^{1/2}$ . Тогда при  $r \gg a$  с учетом (39) соотношение (41) сводится к виду

$$D = 4 \cdot \exp\left(-\frac{2r}{a}\right), \quad (42)$$

где величину  $a$  можно представить как

$$a = \frac{\eta}{\sqrt{2m(E_0 - E)}}, \quad (43)$$

а при наличии внешнего поля с напряженностью  $F$

$$a = \frac{\eta}{\sqrt{2m(E_0 - E \pm eFr)}}. \quad (44)$$

Величина  $P(E)$ , входящая в (31), может быть вычислена как

$$P(E) = D_2 - D_1, \quad (45)$$

где  $D_2$  и  $D_1$  с учетом (42) и (44) равны

$$D_{1,2} = 4 \cdot \exp\left[-\frac{2r}{\eta} \sqrt{2m(E_0 - E \pm eFr)}\right]. \quad (46)$$

Используя соотношение (39) и учитывая, что

$$a_0 = \frac{\eta}{\sqrt{2mE_0}}, \quad (47)$$

соотношение (46) можно переписать в виде

$$D_{1,2} = 4 \cdot \exp \left[ -\frac{2r}{a_0} \sqrt{\left(1 - \frac{E}{E_0} \pm \frac{eFr}{E_0}\right)} \right]. \quad (48)$$

В случае слабых полей, разложив (48) в ряд по степеням величины  $eFr/E_0$  с точностью до линейных членов и вычислив  $D_2 - D_1$ , получим:

$$P(E) = \frac{16\chi Fr^2}{e \sqrt{1 - \frac{2\chi a_0 E}{e^2}}} \cdot \exp \left[ -\frac{2r}{a_0} \sqrt{1 - \frac{2\chi a_0 E}{e^2}} \right], \quad (49)$$

где величина  $E_0$  выражена как

$$E_0 = \frac{e^2}{2\chi a_0}. \quad (50)$$

Подставляя полученные соотношения (37), (40) и (49) в (32), получим выражение для плотности тока:

$$j = \frac{16e^2 r^3 F}{\pi \eta a_0} \int \frac{\left(1 - \frac{2\chi a_0 E}{e^2}\right)^{1/4} \exp \left[ -\frac{2r}{a_0} \sqrt{1 - \frac{2\chi a_0 E}{e^2}} \right] \cdot g(E)}{2 \cdot \left[ 1 + \operatorname{ch} \left( \frac{E - E_F}{kT} \right) \right]} \cdot dE. \quad (51)$$

Полученное выражение соответствует закону Ома и позволяет записать общее выражение для удельной проводимости в области слабых полей:

$$\sigma = \frac{16e^2 r^3}{\pi \eta a_0} \int \frac{\left(1 - \frac{2\chi a_0 E}{e^2}\right)^{1/4} \exp \left[ -\frac{2r}{a_0} \sqrt{1 - \frac{2\chi a_0 E}{e^2}} \right] \cdot g(E)}{2 \cdot \left[ 1 + \operatorname{ch} \left( \frac{E - E_F}{kT} \right) \right]} \cdot dE. \quad (52)$$

Обратим внимание, что для вычисления удельной проводимости необходимо знать такие параметры вещества, как характерную длину

прыжка  $r$ , радиус локализации электрона  $a_0$ , статическую диэлектрическую проницаемость  $\chi$ , положение уровня Ферми  $E_F$  и функцию плотности состояний  $g(E)$ . Этот набор параметров отличается от соответствующих наборов параметров, необходимых для описания проводимости кристаллических полупроводников и металлов.

Дальнейшие вычисления требуют задания функции плотности состояний  $g(E)$  в явном виде.

### 3.5. $\delta$ -приближение: предэкспоненциальный множитель, температурная и концентрационная зависимости прыжковой проводимости

В том случае, когда концентрация центров локализации очень мала, пик плотности состояний, по которым осуществляется электроперенос, будет весьма узким. Это является аналогом  $\delta$ -функции Дирака. Рассмотрим случай, когда шириной этого пика можно пренебречь, то есть будем считать, что все носители, участвующие в переносе заряда, имеют одну и ту же энергию. Примем это значение энергии за уровень отсчета ( $E = 0$ ). Тогда соотношение (52) примет вид

$$\sigma = \frac{16e^2 r^3}{\pi \eta a_0} \int \frac{\exp\left[-\frac{2r}{a_0}\right] \cdot g(E)}{2 \cdot \left[1 + \operatorname{ch}\left(-\frac{E_F}{kT}\right)\right]} \cdot dE. \quad (53)$$

Если учесть, что по определению

$$\int g(E) dE = N, \quad (54)$$

где  $N$  – концентрация центров локализации, то (52) сведется к выражению:

$$\sigma = \frac{16e^2 r^3 N}{\pi \eta a_0} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{2r}{a_0}\right)}{2 \left[1 + \operatorname{ch}\left(-\frac{E_F}{kT}\right)\right]}. \quad (55)$$

Если уровень Ферми отстоит далеко от пика плотности состояний, обеспечивающих электроперенос, то есть  $E_F \gg kT$ , то выражение (55) преобразуется в соотношение :

$$\sigma = \frac{16e^2 r^3 N}{\pi \eta a_0} \cdot \exp\left(-\frac{2r}{a_0}\right) \cdot \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right), \quad (56)$$

которое совпадает с традиционным выражением для прыжковой проводимости:

$$\sigma = \sigma_{03} \cdot \exp\left(-\frac{2r}{a_0}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right). \quad (57)$$

Часто предпочтительнее использовать выражение не для удельной проводимости  $\sigma$ , а для удельного сопротивления  $\rho = 1/\sigma$ :

$$\rho = \rho_{03} \cdot \exp\left(\frac{2r}{a_0}\right) \cdot \exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right). \quad (58)$$

Прежде всего, отметим, что полученные соотношения позволяют вычислить величину предэкспоненциального множителя  $\sigma_{03}$  (или  $\rho_{03}$ ), что обычно не удастся. Сопоставляя (57) и (58) с (56), получим соответственно:

$$\sigma_{03} = \frac{16e^2 r^3 N}{\pi \eta a_0}, \quad (59)$$

$$\rho_{03} = \frac{\pi \eta a_0}{16e^2 r^3 N}. \quad (60)$$

Оба полученных соотношения содержат безразмерное произведение  $r^3 N$ , численное значение которого зависит от пространственного распределения центров локализации. Здесь возможны, вообще говоря, три случая.

Если разупорядочение системы слабое, то произведение  $r^3 N$  определяется типом кристаллической решетки. Например, в случае простой кубической решетки

$$r^3 N = 1. \quad (61)$$

Если центры локализации распределены в пространстве случайным образом, то будет выполняться соотношение

$$\frac{4}{3} \pi r^3 N = 1, \text{ или } r^3 N = 0,24. \quad (62)$$

При этом, однако, вместо среднего расстояния между центрами локализации следует скорее подставить критическое расстояние  $r_c$ ,

соответствующее порогу протекания. Тогда связь между величинами  $r$  и  $N$  будет выглядеть как

$$\frac{4}{3} \pi r_c^3 N = 2,7, \text{ или } r_c^3 N = 0,64. \quad (63)$$

Как показывает соотношение (57), температурная зависимость проводимости имеет обычный "полупроводниковый" вид, то есть экспоненциально возрастает с температурой и линеаризуется в координатах  $\ln \sigma - 1/T$ . Если ввести обозначение для туннельного множителя

$$\sigma_0 = \frac{16e^2 r^3 N}{\pi \eta a_0} \cdot \exp\left(-\frac{2r}{a_0}\right), \quad (64)$$

то температурную зависимость проводимости можно записать в традиционном виде

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right), \quad (65)$$

где энергия активации равна разности энергий между уровнем Ферми и пиком плотности состояний, по которым осуществляется электроперенос.

Зависимость удельной проводимости от концентрации центров локализации будет определяться как концентрационной зависимостью туннельного множителя, так и концентрационной зависимостью энергии активации проводимости. Концентрационную зависимость туннельного множителя обычно представляют для величины  $\rho_0 = 1/\sigma_0$ , и в соответствии с (58) и (60) она будет иметь вид

$$\rho_0 = \frac{\pi \eta a_0}{16e^2 r^3 N} \cdot \exp\left(\frac{2r}{a_0}\right). \quad (66)$$

Поскольку в соотношение (66) входят и характерная длина прыжка  $r$ , и концентрация центров локализации  $N$ , одну из этих величин следует выразить через другую, используя одну из формул (61) – (63). Избавившись в (66) от  $r$ , получим именно концентрационную зависимость предэкспоненциального множителя  $\rho_0$  в температурной зависимости сопротивления в следующих трех вариантах:

$$1) \rho_0 = \frac{\pi \eta a_0}{16e^2} \cdot \exp\left(\frac{2}{a_0 N^{1/3}}\right); \quad (67)$$

$$2) \rho_0 = \frac{\pi \eta a_0}{16e^2 \cdot 0.24} \cdot \exp\left(\frac{1.24}{a_0 N^{1/3}}\right); \quad (68)$$

$$3) \rho_0 = \frac{\pi \eta a_0}{16e^2 \cdot 0.64} \cdot \exp\left(\frac{1.73}{a_0 N^{1/3}}\right). \quad (69)$$

Полученные выражения (67) – (69) могут быть сопоставлены с известными из литературы экспериментальными данными для легированных полупроводников.

### **3.6. Линейное приближение плотности состояний: концентрационная зависимость энергии активации проводимости**

Как было показано в разделе 3.4, температурная зависимость прыжковой проводимости при  $r \gg a_0$  описывается соотношением (65) в котором  $\varepsilon = E_F$ , то есть энергии Ферми, отсчитанной от пика плотности состояний в зоне, по которой осуществляется электроперенос. В случае легированных полупроводников эта энергия будет отсчитываться от пика плотности состояний, соответствующих основным примесям. Действительно, зависимость вида (65) неоднократно наблюдалась для прыжковой проводимости в легированных полупроводниках.

Поскольку, как известно, для слабо легированных и слабо компенсированных полупроводников

$$E_F = 0.61 \frac{e^2}{\chi r} = 0.99 \frac{e^2 N^{1/3}}{\chi} \approx \frac{e^2 N^{1/3}}{\chi}, \quad (89)$$

то имеется возможность сопоставления теоретической модели с экспериментальными данными. Выражение (89) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для образцов германия, легированного галлием, сурьмой и фосфором с малой концентрацией. При увеличении концентрации примеси наблюдается отклонение от соотношения (89). При некоторой концентрации примеси  $N = N_m$  зависимость  $\varepsilon(N)$  имеет максимум, после чего энергия активации уменьшается с ростом концентрации примеси. Отметим также, что

значение  $N_m$  тем больше, чем меньше эффективный борковский радиус примеси.

Поскольку при увеличении концентрации центров локализации происходит уширение зоны, обеспечивающей электроперенос, необходимо рассмотреть возможное влияние этого уширения на прыжковую проводимость.

Будем вначале полагать, что величины  $\nu(E)$  и  $P(E)$  в выражении (32) слабо зависят от энергии в интервале энергий, вносящих вклад в проводимость, так что в (32) могут быть подставлены значения  $\nu(0)$ . Плотность состояний аппроксимируем линейной функцией:

$$g(E) = g(0) \left(1 - \frac{E}{\Delta}\right), \quad (90)$$

где  $\Delta$  – ширина зоны, по которой осуществляется электроперенос ( $E < \Delta$ ).

Ограничимся вначале больцмановским приближением (36), которое будет справедливо при условии

$$\frac{E_F - \Delta}{kT} \gg 1. \quad (91)$$

С учетом указанных условий (32) сводится к виду

$$j = 2er \cdot \nu(0) \cdot P(0) \cdot g(0) \int_0^{\Delta} \left(1 - \frac{E}{\Delta}\right) \cdot \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) dE. \quad (92)$$

Подставляя (92) в (34), получим:

$$\varepsilon = 2kT + E_F - \Delta \frac{1 - \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)}{1 - \left(1 + \frac{\Delta}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)}. \quad (93)$$

Величину  $\Delta$  в приближении эффективной массы можно представить как

$$\Delta = \frac{z_0 a_0 e^2}{\chi r^2} = \frac{z_0 a_0 e^2}{\chi} \cdot \left(\frac{4\pi N}{3}\right)^{2/3}, \quad (94)$$

где  $z_0$  – координационное число.

В формуле (94) использовано соотношение (62), связывающее величины  $r$  и  $N$ .

Как показывают конкретные расчеты по формуле (93), при выполнении условия (91) формулу (93) с высокой степенью точности можно заменить формулой

$$\varepsilon = E_F - \Delta, \quad (95)$$

или, с учетом (89) и (94),

$$\varepsilon = \frac{e^2 N^{1/3}}{\chi} - \frac{z_0 a_0 e^2}{\chi} \cdot \left( \frac{4\pi N}{3} \right)^{2/3} = \frac{e^2 N^{1/3}}{\chi} \left[ 1 - z_0 a_0 N^{1/3} \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{2/3} \right]. \quad (96)$$

Результаты расчета по формуле (96) правильно описывают ход концентрационной зависимости энергии активации проводимости по примесям в легированном германии, отражая снижение и смещение к меньшим концентрациям максимума этой зависимости при увеличении радиуса примесного состояния. Количественное согласие расчетов с экспериментом с учетом того, что в расчетах не использовались подгоночные параметры, также является удовлетворительным.

С физической точки зрения наличие экстремума на концентрационных зависимостях энергии активации проводимости в рамках предложенной модели обусловлено тем, что с ростом концентрации примеси происходят два конкурирующих процесса – удаление уровня Ферми от пика плотности примесных состояний и рост ширины этого пика. Первый из указанных процессов преобладает при малых концентрациях, а при дальнейшем увеличении концентрации примесных центров начинает преобладать второй. Поскольку в соответствии с формулой (95) энергия активации проводимости фактически равна энергетическому зазору между краем пика плотности примесных состояний и уровнем Ферми, именно отмеченные выше конкурирующие процессы приводят к наличию максимума на концентрационной зависимости энергии активации проводимости.

Анализ соотношения (96) показывает, что энергия активации проводимости имеет максимум при концентрации

$$N = N_m = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{2z_0 a_0} \right)^3, \quad (97)$$

или, иначе говоря, независимо от типа примеси максимум будет соответствовать одному и тому же значению  $N_m a_0^3$ .

### **3.8. Гауссова плотность состояний: уровень переноса и температурная зависимость энергии активации проводимости**

Наиболее реалистичной функцией, описывающей плотность состояний в неупорядоченной системе, является гауссова:

$$g(E) = g(0) \cdot \exp\left(-\frac{E^2}{2\delta^2}\right), \quad (98)$$



где  $E$  – энергия электрона, отсчитанная от пика плотности состояний;

$g(0)$  – плотность состояний при  $E = 0$ ;

$\delta$  – дисперсия гауссовой функции.

$$g(0) = \frac{N}{\delta\sqrt{2\pi}}, \quad (102)$$

Ограничимся вначале больцмановским приближением:

$$f(E)[1 - f(E)] = \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right), \quad (104)$$

а также будем считать, что

$$v(E) = v(0), P(E) = P(0). \quad (105)$$

Тогда, учитывая, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-px^2 - qx) dx = \sqrt{\frac{\pi}{p}} \cdot \exp\left(\frac{q^2}{4p}\right), \text{ если } \operatorname{Re} p > 0, \quad (106)$$

получим из (52)

$$\sigma = \frac{16e^2 Nr^3}{\pi\eta a_0 \delta\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{2r}{a_0} - \frac{E_F}{kT}\right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{E}{kT} - \frac{E^2}{2\delta^2}\right) dE, \quad (107)$$

откуда

$$\sigma = \frac{16e^2 Nr^3}{\pi\eta a_0} \cdot \exp\left(-\frac{2r}{a_0} - \frac{E_F - \frac{\delta^2}{2kT}}{kT}\right). \quad (108)$$

Таким образом, в случае гауссовой плотности состояний энергия активации проводимости

$$\varepsilon = E_F - \frac{\delta^2}{2kT}, \quad (109)$$

то есть зависит от температуры, увеличиваясь при нагревании, асимптотически стремясь к значению  $E_F$  при  $\delta \rightarrow 0$ , то есть при узких зонах (очень малых концентрациях центров локализации), и при  $T \rightarrow \infty$ .

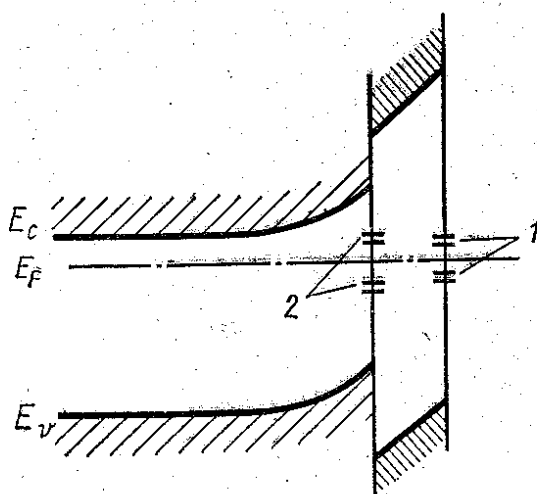
### 3.9. Электронные процессы на поверхности

Свойства полупроводниковых и других твердотельных структур (особенно на основе монокристаллических тонкопленочных структур) существенно зависят от состояния их поверхности, которая отличается от объема нарушением упорядоченности кристаллической

решетки. Нереализованные валентности поверхностных атомов обуславливают их повышенную активность при взаимодействии с окружающей средой.

Энергетическая структура у поверхности тела характеризуется наличием поверхностных электронных состояний, представляющих собой как правило, локализованные электронные уровни в запрещенной зоне полупроводника. Эти состояния, как показывают квантово-механические расчеты, возникают даже в идеальном кристалле за счет нарушения периодичности энергетической структуры (*уровни Тамма* или таммовские состояния), а также за счет наличия нереализованных валентностей (несвязанных валентных электронов) - *уровни Шокли*. В реальных (неидеальных) кристаллических телах поверхностные состояния возникают также за счет адсорбции на поверхности различных частиц и поверхностного дефектообразования, что происходит в результате технологической обработки материалов в производственном цикле. Подобно примесным состояниям поверхностные уровни могут обмениваться электронами и дырками с разрешенными зонами полупроводника. Однако в отличие от создаваемых чужеродным атомом примесных состояний поверхностные уровни не создаются, а отщепляются от разрешенных зон полупроводника в результате поверхностных искажений.

Наиболее типичным состоянием поверхности тел в воздушной среде является наличие оксидной пленки. По обе стороны пленки образуются поверхностные состояния (рис.39): быстрые (с временем релаксации порядка  $10^{-7}$  с) на стороне, примыкающей к полупроводнику, и медленные (с временем релаксации порядка  $10^{-2}$  с), находящиеся на поверхности оксида вдали от полупроводника. Плотность быстрых и медленных состояний примерно равна  $10^{15}$  и  $10^{17}$   $\text{м}^{-2}$  соответственно. При большом количестве поверхностных



состояний возможно возникновение разрешенной зоны, по которой будет осуществляться электроперенос.

Появление поверхностного заряда в силу действия условия электронейтральности приводит к возникновению приповерхностной области пространственного заряда ОПЗ (компенсирующего

Рис. 39. Энергетическая диаграмма поверхности реального полупроводника

поверхностный заряд) и соответствующему искривлению энергетических зон. Характер этого искривления зависит от полярности поверхностного заряда и основных носителей и может приводить к образованию обогащенного (заряд поверхности и носителей совпадает), обедненного (заряд поверхности и носителей противоположный) или инверсного слоя (большой поверхностный заряд одного знака с основными носителями), аналогично контакту металл-полупроводник. Изменение концентрации носителей заряда в ОПЗ приводит к изменению проводимости по поверхности в сравнении с объемом. Кроме того может существенно отличаться подвижность носителей за счет дополнительного рассеяния на поверхностных дефектах. Определенное искривление зон может быть инициировано внешним электрическим полем, что позволяет с помощью нормального (перпендикулярного поверхности) электрического поля управлять поверхностной проводимостью. Этот *эффект поля* используется в полевых транзисторах.

Толщина ОПЗ в металлах порядка нм, что мало влияет на свойства тела. В полупроводниках ввиду пониженной концентрации носителей толщина ОПЗ достигает микронного уровня, что заметно влияет на свойства объекта (особенно если таким объектом является пленка микронной толщины). Образование ОПЗ на поверхности полупроводника может приводить:

- к уменьшению толщины p-n-перехода и снижению пробивного напряжения при образовании обогащенных или инверсных слоев;

- к значительному увеличению скорости поверхностной рекомбинации носителей (при участии быстрых поверхностных состояний, повышающих вероятность рекомбинации в сравнении в переходом из зоны в зону), что особенно важно для неравновесных носителей в оптоэлектронных приборах;

- к ухудшению шумовых характеристик приборов при большом разбросе быстрых и особенно медленных поверхностных состояний.

Наиболее существенное влияние на работу полупроводниковых приборов оказывает образование инверсных поверхностных слоев. Для предотвращения заметного влияния поверхностных состояний на работу полупроводниковых приборов используют специальные виды обработки поверхности, а также создают защитные и герметизирующие покрытия, затрудняющие образование быстрых и уменьшающие роль медленных состояний на поверхности полупроводника.

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ . . . . .	3
1. ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ . . . . .	4
1.1. Основные физические процессы при взаимодействии света с кристаллом . . . . .	6
1.2. Поглощение света в полупроводниках . . . . .	7
1.2.1. Основные виды поглощения . . . . .	7
1.2.2. Влияние внешних факторов на поглощение в полупроводнике . . . . .	11
. . . . .	
1.3. Фотопроводимость . . . . .	12
1.4. Фото-ЭДС . . . . .	14
1.5. Излучение и усиление света . . . . .	17
1.5.1. Люминесценция в твердом теле . . . . .	17
1.5.2. Теория излучения Эйнштейна. Статистика электронов в лазерной системе . . . . .	18
2. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ . . . . .	25
2.1. Полупроводниковые излучатели . . . . .	25
2.1.1. Источники некогерентного излучения . . . . .	25
2.1.2. Источники когерентного излучения (лазеры) . . . . .	29
2.2. Приемники излучения . . . . .	40
2.2.1. Фоторезистор . . . . .	40
2.2.2. Фотодиод . . . . .	42
2.2.3. Фототранзистор . . . . .	46
2.2.4. Фотоэлемент . . . . .	46
2.3. Оптроны . . . . .	47
3. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ . . . . .	53
3.1. Локализация электронных состояний . . . . .	54
3.2. Прыжковая проводимость и сетка сопротивлений Миллера – Абрахамса . . . . .	57
3.3. Предельные случаи слабого и сильного разупорядочения . . . . .	58
3.4. Принципы описания прыжковой проводимости в рамках туннельной модели . . . . .	61
3.5. $\delta$ -приближение: предэкспоненциальный множитель, температурная и концентрационная зависимости прыжковой проводимости . . . . .	64

3.6. Линейное приближение плотности состояний: концентрационная зависимость энергии активации проводимости . . . . .	67
3.7. Гауссова плотность состояний: уровень переноса и температурная зависимость энергии активации проводимости . . . . .	70
3.8. Примеси в неупорядоченных материалах . . . . .	71
3.9. Электронные процессы на поверхности . . . . .	75
ЛИТЕРАТУРА . . . . .	77