

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное
бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

В.А. ГОЛЕНИЩЕВ-КУТУЗОВ,
А.В. ГОЛЕНИЩЕВ-КУТУЗОВ,
И.М. НЕСМЕЛОВА

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ
ФОТОЭЛЕКТРОНИКИ И ФОТОЭНЕРГЕТИКИ

Монография

Казань 2013

УДК 621.38
ББК 32.859
Г60

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор, ведущий
научный сотрудник КФТИ КазНЦ РАН *В.Ф. Тарасов*;
доктор технических наук, профессор Казанского государственного
энергетического университета *Н.К. Андреев*

Голенищев-Кутузов В.А., Голенищев-Кутузов А.В., Несмелова И.М.

Г60 Перспективные материалы и приемники излучения
фотоэлектроники и фотоэнергетики: монография / В.А. Голенищев-
Кутузов, А.В. Голенищев-Кутузов, И.М. Несмелова. – Казань: Казан.
гос. энерг. ун-т, 2013. – 171 с.

ISBN 978-5-89873-396-4

В монографии рассматривается современное состояние и перспективы развития научных исследований и практических применений фотоэлектронных и фотоэнергетических устройств. Особое внимание обращено на применение фотоэлектронных устройств в оптоволоконных информационных системах и фотоэнергетических солнечных системах.

Предназначена для студентов старших курсов, магистрантов и аспирантов, специализирующихся в области микро- и нанoeлектроники, квантовой электроники и энергетики. Книга может быть полезна научным работникам и специалистам, работающим в области информационных технологий и нетрадиционной энергетики.

УДК 621.38
ББК 32.859

ISBN 978-5-89873-396-4

© Голенищев-Кутузов В.А.,
Голенищев-Кутузов А.В.,
Несмелова И.М., 2013
© Казанский государственный
энергетический университет, 2013

Условные обозначения

A – амплитуда;
 a – постоянная кристаллической решетки;
 c – скорости света в вакууме;
 $c_{\text{ф}}$ – фазовая скорость;
 $c_{\text{гр}}$ – групповая скорость;
 d – период структуры;
 E – электрическое поле;
 ε – энергия;
 $\varepsilon_{\text{г}}$ – ширина запрещенной зоны;
 ε_{F} – уровень Ферми;
 ν – частота;
 σ – электропроводность;
 h – постоянная Планка;
 H – магнитное поле;
 I – интенсивность излучения;
 J – плотность тока;
 k – волновое число;
 L – длина;
 m_{e} – масса электрона;
 N – число мод колебаний;
 n – показатели преломления;
 q – заряд электрона;
 p – коэффициент отражения;
 S – чувствительность приемника;
 t – коэффициент пропускания;
 U – потенциальная энергия;
 u – напряжение;
 α – коэффициент поглощения;
 λ – длина волны;
 μ – подвижность;
 χ – восприимчивость;
 ω – круговая частота;
 φ – фаза колебаний;
 ψ – волновая функция;
 T – температура;
 W – мощность;

Ф – поток излучения;
КТ – квантовая точка;
ИК – инфракрасное излучение;
УФ – ультрафиолетовое излучение;
ПК – поликарбонат;
ПС – полистирол;
ПММА – полиметилметакрилат.

ВВЕДЕНИЕ

Фотоэлектроника – область науки и техники, занимающаяся исследованием принципов преобразования оптического излучения в электрические токи и напряжения, а также поиском новых материалов и созданием приборов, реализующих эти принципы. Фотоэлектронные технологии отнесены в ведущих странах к «критическим» и «инновационным».

Оптическая схема измерения параметров излучения представляет последовательную цепь из источника излучения, среды, через которую проходит излучение, и соответствующей измерительной системы – приемника излучения. Подобные схемы измерения должны перекрывать весь оптический диапазон от жесткого ультрафиолета 10^{-3} мкм до далекого инфракрасного $\sim 100\text{--}1000$ мкм.

Очень давно первобытный человек начал пользоваться оптическими методами связи: ночью он использовал зажженные огни, днем – сигнальные дымы. Такие способы передачи информации были известны в Китае, у ассирийцев, в Египте. Римский император Нерон, будучи близоруким, применял линзы из изумруда для наблюдения боя гладиаторов. В гробницах фараонов были найдены линзы из стекла. Для изменения хода луча использовались отражающие зеркала. Древние, по сути, использовали элементы оптоэлектроники, применяя костры и зеркала для сигнализации; приемником света служил – глаз, через который человечество получает 90 % информации.

Физиологическая природа глаза позволяет иметь спектральную кривую видности в диапазоне от 420 до 720 нм (рис. В. 1). Человек не видит ультрафиолетовое и инфракрасное излучение, не видит ночью, не видит предметы, меньшие 0,1 мм и на больших расстояниях, плохо видит в темноте и при ярком свете. Мы видим предметы в результате того, что они или сами излучают, или отражают излучение.

Оптико-электронные системы должны регистрировать собственное световое и тепловое излучение не только Солнца, но и самых разнообразных объектов: и нагретых тел (например, ракет при входе в атмосферу), и окружающих нас объектов с нормальной температурой, и даже холодных объектов в космосе. При этом для ряда систем необходимо

обеспечить спектральную селекцию не только в видимом, но и в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах излучения.

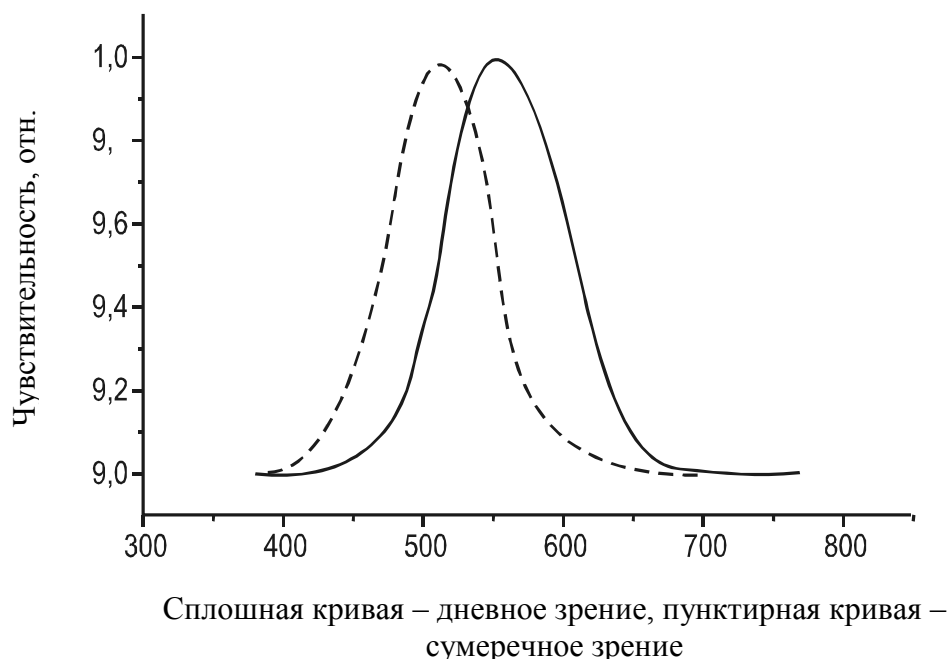


Рис. В. 1. Кривая относительной спектральной чувствительности глаза

В последнее десятилетие XX века уровень развития науки «требуется» решить задачу о передаче сигнала на большие расстояния как можно быстрее и с большей плотностью; возникает проблема миниатюризации элементов связи. Всеми этими вопросами занимается оптоэлектроника (фотоэлектроника). В литературе используются также термины «фотоника» и «иконика» (последний применительно к инфракрасной области спектра).

Фотоэлектроника – область науки, которая быстро развивается на стыке электроники и оптики (как квантовой, так и волновой). **Оптоэлектроника** – наука о взаимодействии электромагнитного излучения с твердым телом. Это – область физики и техники, использующая эффекты взаимного преобразования электрических и оптических сигналов. Термин «оптоэлектроника» вошел в употребление в 60-х годах прошлого столетия, когда появились приборы – оптроны, в которых для обеспечения надежных гальванических развязок между электронными цепями используется пара «источник света – приемник этого излучения». Огромное значение в развитии оптоэлектроники сыграло создание в 1960 г. российскими учеными А.М. Прохоровым, Н.Г. Басовым и американским ученым Ч. Таунсом лазера.

Современная фотоэлектроника – это разработка и создание нового поколения сверхминиатюрных супербыстродействующих систем обработки информации. В недрах оптоэлектроники началось развитие

интегральной оптики, волоконной оптики, голографии. В 80-х годах XX века развивается одно из важнейших областей науки и техники – наноэлектроника, бурное развитие которого обусловлено последними достижениями физики твердого тела, квантовой электроники, физической химии и технологии полупроводниковой электроники.

Почему раньше не было фотоэлектроники? Во-первых, не хватало знаний по физике процессов, лежащих в основе взаимодействия света с веществом. Во-вторых, не было материалов с воспроизводимыми и необходимыми параметрами, работающих в широкой области спектра, в частности, полупроводников.

В настоящее время фотоэлектроника находит широкое применение в таких областях как:

- обнаружение предметов,
- зондирование атмосферы, изучение планет,
- анализ строения вещества,
- оптическая связь – световоды,
- оптическая память – голография,
- передача информации в оптической форме,
- медицина: изучение человеческого тела,
- экология, создание различного типа датчиков для анализа среды,
- интегральная оптика (аналогия с интегральными схемами в электронике) и др.
- Спецификой фотоэлектроники являются:
- фокусировка до $\frac{1}{2}$ длины волны в диаметре,
- направленность, малая расходимость до десятков и единиц угловых секунд,
- секретность передачи по оптическому каналу,
- несмешиваемость оптических потоков, возможность модулировать поток фотонов не только во времени, но и в пространстве.

Использование фотоэлектронных приборов в современной науке и технике многообразно: системы дневного, ночного и теплового видения, характеризующиеся термином «техническое зрение»; фотокинотехника, в том числе и цифровые видео- и фотокамеры; системы дистанционного зондирования Земли и отдельных объектов, контроль рабочего состояния энергетических объектов, особенно высоковольтных электрических линий и систем. Не менее разнообразно применение фотоэлектронных устройств в военной технике; самонаводящиеся снаряды и ракеты, системы лазерного наведения, системы пассивной и активной оптической локации. Наконец, к современной твердотельной фотоэлектронике относятся и солнечные батареи – фотоэлектрические преобразователи солнечного излучения.

В фотоэлектронике, в первую очередь, из материалов использовались классические полупроводники – кремний и германий. Из германия были

изготовлены не только первый транзистор, но и первый фотодиод. Этим материалам суждено было стать основными материалами для фотоприемников на видимую и ближнюю инфракрасную области спектра. На следующих этапах развития номенклатура полупроводниковых материалов для фотоэлектроники значительно расширилась, что в основном определялось особенностями спектрального состава излучения. Так, для ультрафиолетового и видимого областей спектра необходимы были материалы с широкой запрещенной зоной, для инфракрасной области спектра – с узкой шириной запрещенной зоны. Для солнечных батарей необходимы материалы, позволяющие улавливать весь спектр солнечного излучения. Поэтому постепенно в дополнение к элементарным полупроводникам кремний, германий, стали разрабатываться двойные соединения групп A^3B^5 (InSb, GaAs, InAs), A^4B^6 , A^2B^6 (PbS, PbSe, PbTe, CdS, ZnS, ZnSe), тройные соединения (CdHgTe – KPT, PbSnTe –, PbSnSe –, AlGaAs, InAlAs) и даже четверные соединения на основе гетероструктур (GaInAsSb, GaAlAsSb, InAsSbP). В последней четверти XX века в фотоэлектронику стали внедряться отличные по физическим свойствам квазиразмерные структуры. Формируются структуры с очень малыми размерами, порядка единиц нанометров. Сегодня квантово-размерные структуры стали одним из ведущих направлений физики полупроводников и привлекательны для фотоэлектроники.

Особенно интересен инфракрасный диапазон электромагнитного излучения. Во-первых, молекулярные спектры различных веществ лежат в ИК области спектра и молекулярная спектроскопия является инструментом исследования взаимодействия излучения с веществом и идентификации различных химических соединений. Во-вторых, ИК область спектра интересна еще и тем, что основная доля теплового излучения окружающих нас тел приходится на ИК-участок.

В данной монографии авторы постарались раскрыть комплекс проблем, стоящих на пути создания более эффективных приемников оптического излучения на основе использования перспективных твердотельных материалов и новых принципов преобразования оптического излучения в электрические токи и информационные сигналы.

Монография построена следующим образом: в первой главе излагаются характеристики оптического излучения и поглощения. Вторая глава описывает (напоминает) основные свойства полупроводников. Третья глава посвящена физическим характеристикам основных материалов фотоэлектроники и фотоэнергетики. В четвертой главе рассмотрены современные типы приемников излучения и принципы их работы. В пятой главе изложены принципы фотоэлектронного преобразования солнечной энергии и создания солнечных батарей.

ГЛАВА 1. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

1.1. Оптический диапазон электромагнитного излучения

Оптический диапазон излучения охватывает широкий спектральный интервал – от ультрафиолета (УФ) до инфракрасной (ИК) области спектра. В шкале электромагнитных волн он простирается от 0,18 до 2000 мкм и занимает 18 октав (рис. 1.1). **Октава** – интервал частот между произвольной частотой ω и ее гармоникой 2ω . УФ область занимает (0,18–0,40) мкм. Видимая область спектра – (0,40–0,76) мкм. ИК область – (0,76–2000) мкм.

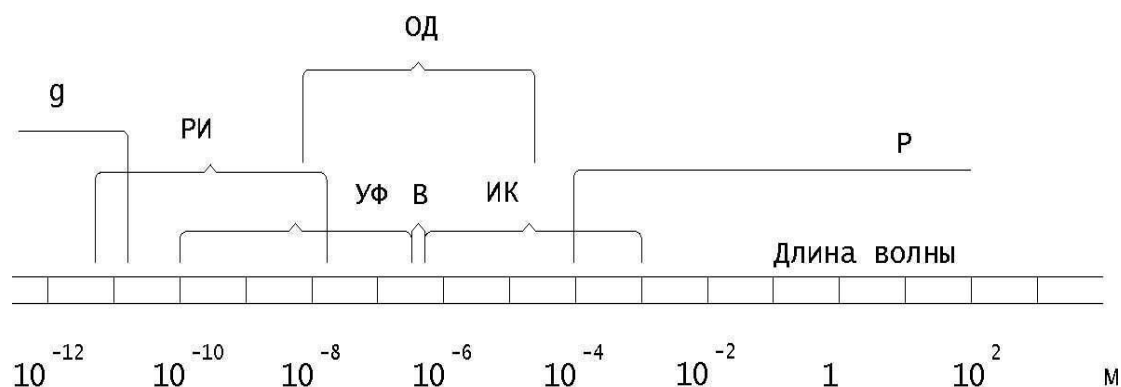


Рис. 1.1. Спектр электромагнитных излучений:

g – γ -излучение, РИ – рентгеновское излучение, ОД – оптический диапазон,

УФ – ультрафиолетовое излучение, В – видимое излучение,

ИК – инфракрасное излучение, Р – радиоволны

Основные единицы оптического излучения:

- частота излучения в оптическом диапазоне $\nu = 10^{17} - 10^{11}$ Гц,
- длина волны, связанная с частотой выражением $\lambda = c/\nu$, где c – скорость распространения электромагнитной волны,
- энергия кванта электромагнитной волны (фотона), $\epsilon_{\text{ф}} = h\nu$, где h – постоянная Планка. Обычно в оптике она выражается в электрон-вольтах, но может выражаться и в других единицах: джоулях, обратных сантиметрах, градусах Кельвина, герцах, которые связаны между собой следующими соотношениями: $1 \text{ эВ} = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 2,4179 \cdot 10^{14} \text{ Гц} = 8,0654 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1} = 1,1604 \text{ К}$.

1.2. Световые и энергетические единицы

Основной энергетической единицей является поток излучения Φ (табл. 1.1). Это средняя энергия, переносимая электромагнитной волной оптического диапазона за время, значительно большее периода электромагнитных колебаний. Лучистый поток в видимой области спектра есть такой световой поток, мощность излучения которого, оценивается по его действию на средний человеческий глаз. Поток излучения:

$$\Phi = \Phi_{\lambda} d\lambda, \text{ Вт, в энерг. ед.,} \quad (1.1)$$

лм, в св. ед.

При $\lambda = 555 \text{ нм}$ $1 \text{ лм} = 1/680 \text{ Вт}$.

Таблица 1.1

Единицы измерения энергетических и световых потоков

Название	Энергетические единицы	Название	Световые единицы
Лучистый поток, Φ	Вт	Световой поток	лм, люмен
Сила излучения, I	Вт·ср	Сила света	Кд, кандела
Энергетическая яркость, V	Вт·ср ⁻¹ ·м ⁻²	Яркость	сб, стильб, кд·м ⁻²
Энергетическая освещенность, E	Вт·м ⁻²	Освещенность	лк, люкс

В фотометрии есть понятие точечный источник света. Это источник, диаметр которого много меньше расстояния до приемника. Например, для нас звезда – точечный источник. Точечный источник посылает световой поток равномерно во все стороны. Для практических целей важнее знать не весь поток излучения, а только то, что падает на некую площадку; например, освещение дороги фарами машины, письменный стол, фоточувствительный элемент приемника. Вводится понятие освещенности:

$$E = \Phi(\lambda)/s, \text{ Вт·м}^{-2}, \text{ в энерг. ед.,} \quad (1.2)$$

лк, в св. ед.,

где s – освещаемая площадь.

Сила излучения – отношение потока излучения, исходящего от источника, распространяющегося внутри телесного угла, Ω , в стерadianах, ср.

$$I = d\Phi(\lambda)/d\Omega, \text{ Вт}\cdot\text{ср}^{-1} \cdot \text{в энерг. ед.} \quad (1.3)$$

Свеча или Кд (кандела) в св. ед.

Тогда сила излучения

$$I = \Phi \cdot r^2/s, \quad (1.4)$$

освещенность

$$E = I/r^2, \quad (1.5)$$

т.е. освещенность уменьшается, как квадрат расстояния от источника излучения.

Яркость источника излучения определяется, как сила лучистого потока, деленная на освещаемую поверхность:

$$B = I/s, \text{ Вт}\cdot\text{ср}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \text{ в энерг. ед.} \quad (1.6)$$

стильб (сб), в св. ед.

$$B = \Phi/\Omega \cdot s, \text{ сб}, \quad (1.7)$$

световой поток, испускаемый источником с единицы видимой поверхности в единице телесного угла.

1.3. Тепловое излучение

Нагретые тела излучают электромагнитные волны. Это излучение осуществляется за счет преобразования энергии теплового движения частиц тела в энергию излучения.

Тепловые источники оптического излучения имеют сплошной спектр; их энергетическими характеристиками, описываемые законами теплового излучения, являются температура и коэффициент излучения.

Излучательной (лучеиспускающей) способностью или **спектральной плотностью** энергетической светимости тела называют величину $\varepsilon_{\nu,T}$, численно равную поверхностной плотности мощности теплового излучения тела W в интервале частот единичной ширины:

$$\varepsilon_{\nu,T} = dW/d\nu. \quad (1.8)$$

Излучательная способность тела зависит от частоты ν , абсолютной температуры тела T , материала тела, его формы и состояния поверхности. В системе СИ $\varepsilon_{\nu,T}$ измеряется в дж/м².

Поглощательной способностью тела называют величину $A_{\nu,T}$, показывающую, какая доля от падающей малохроматической мощности поглощается телом:

$$A_{\nu,T} = W_{\text{погл}} / W_{\text{пад.}} \quad (1.9)$$

$A_{\nu,T}$ – величина безразмерная. Она зависит от частоты, температуры, формы и материала тела, состояния его поверхности.

Тело называется абсолютно черным телом (а.ч.т.), если оно при любой температуре поглощает все падающие на него электромагнитные волны, т.е. тело, у которого $A_{\nu,T} \equiv 1$. Реализовать а.ч.т. можно в виде полости с небольшим отверстием, диаметр которого много меньше диаметра полости (рис. 1.2). Электромагнитное излучение, попадающее через отверстие вовнутрь полости, в результате многократных отражений от внутренней поверхности полости практически полностью ею поглощается независимо от того, из какого материала сделаны стенки полости.

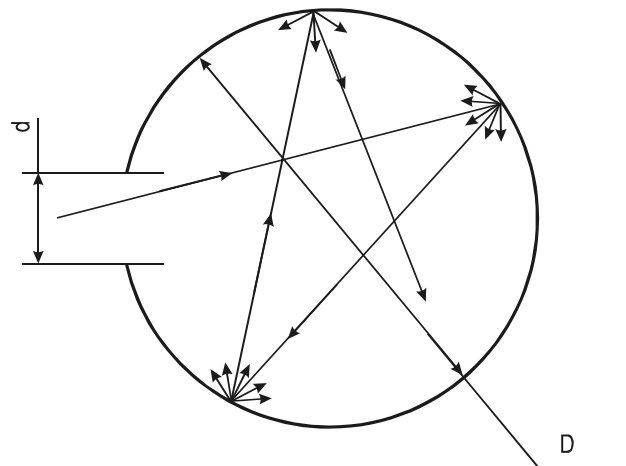


Рис. 1.2. Модель абсолютно черного тела:

d – диаметр входного отверстия, D – диаметр полости а.ч.т.

Закон Кирхгофа для теплового излучения. Для произвольной частоты и температуры отношение лучеиспускательной способности тела

к его поглотительной способности одинаково для всех тел и равно лучеиспускательной способности $\varepsilon_{\nu,T}$ абсолютно черного тела, являющейся функцией только частоты и температуры.

$$E_{\nu,T} / A_{\nu,T} = \varepsilon_{\nu,T}. \quad (1.10)$$

Из закона Кирхгофа следует, что, если тело при данной температуре T не поглощает излучения в некотором интервале частот ($A_{\nu,T} = 0$), то оно не может при этой температуре и равновесно излучать в этом же интервале частот. Поглотительная способность тел может изменяться от 0 до 1. Непрозрачные тела, у которых степень черноты равна 0, не излучают и не поглощают электромагнитных волн. Падающее на них излучение они полностью отражают. Если при этом отражение происходит в соответствии с законами геометрической оптики, то тело называется **зеркальным**.

Тепловой излучатель, спектральный коэффициент излучения которого не зависит от длины волны, называется **неселективным**; если же коэффициент излучения зависит от длины волны – селективным.

Классическая физика оказалась не в состоянии объяснить теоретически вид функции излучательной способности а.ч.т. $\varepsilon_{\nu,T}$, измеренной экспериментально. По классической физике энергия любой системы изменяется непрерывно, т.е. может принимать любые сколь угодно близкие значения. В области больших частот $\varepsilon_{\nu,T}$ монотонно возрастает с ростом частоты («ультрафиолетовая катастрофа»). В 1900 г. М. Планк предложил формулу для лучеиспускательной способности а.ч.т.:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (1.11)$$

или

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \frac{h}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (1.12)$$

по которой излучение и поглощение энергии частицами излучающего тела должно происходить не непрерывно, а дискретно, отдельными порциями, квантами, энергия которого

$$\varepsilon = \hbar\omega = h\nu. \quad (1.13)$$

Проводя интегрирование формулы Планка по частотам, получаем объемную плотность излучения а.ч.т., закон Стефана-Больцмана:

$$\varepsilon_T = \sigma T^4, \quad (1.14)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, равная $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

Интегральная излучательная способность абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры. При малых частотах $\varepsilon_{\nu,T}$ пропорциональна произведению $\nu^2 T$, а в области больших частот $\varepsilon_{\nu,T}$ пропорциональна $\nu^3 \exp(-a\nu/T)$, где a – некоторая постоянная.

Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при различных температурах имеет вид, изображенный на рис. 1.3. Кривые при $T = 6000$ и 300 К характеризуют соответственно излучение Солнца и человека. При достаточно высоких температурах ($T > 2500 \text{ К}$) часть спектра теплового излучения приходится на видимую область.

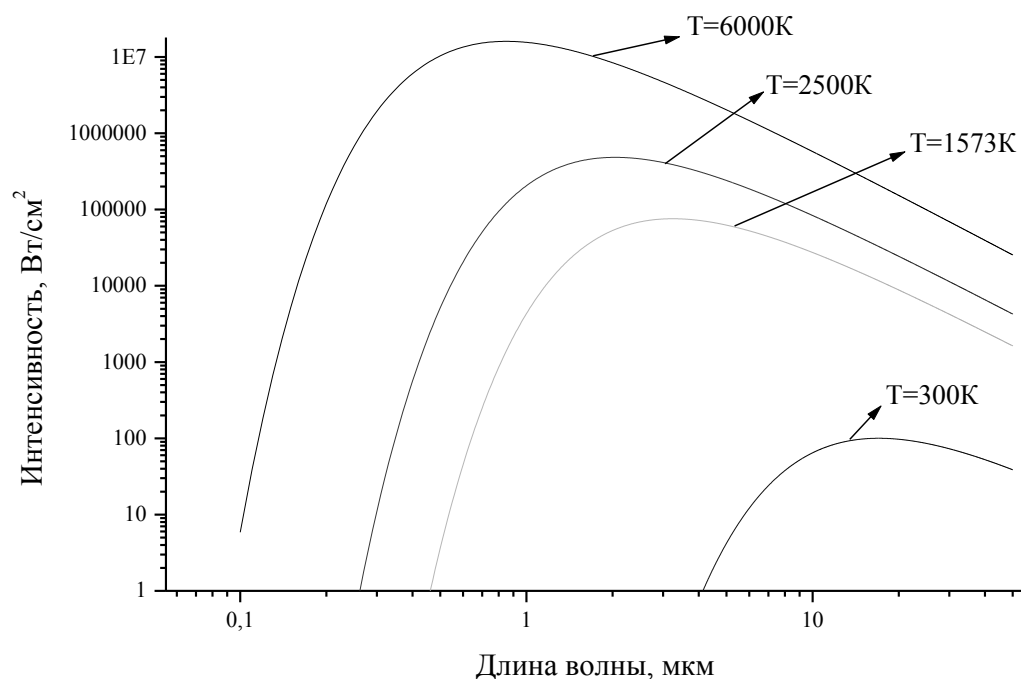


Рис. 1.3. Спектральные характеристики нагретых тел

Оптоэлектроника изучает лучистые потоки, идущие от предметов. Необходимо собрать достаточное количество лучистой энергии от

источника, передать его приемнику и выделить полезный сигнал на фоне помех, шумов. Различают активный и пассивный метод работы прибора. Активным считается метод, когда есть источник излучения и надо излучение передать на приемник. Пассивный метод работы прибора, когда отсутствует специальный источник и используется собственное излучение объекта. На рис. 1.4 представлены блок-схемы обоих методов.

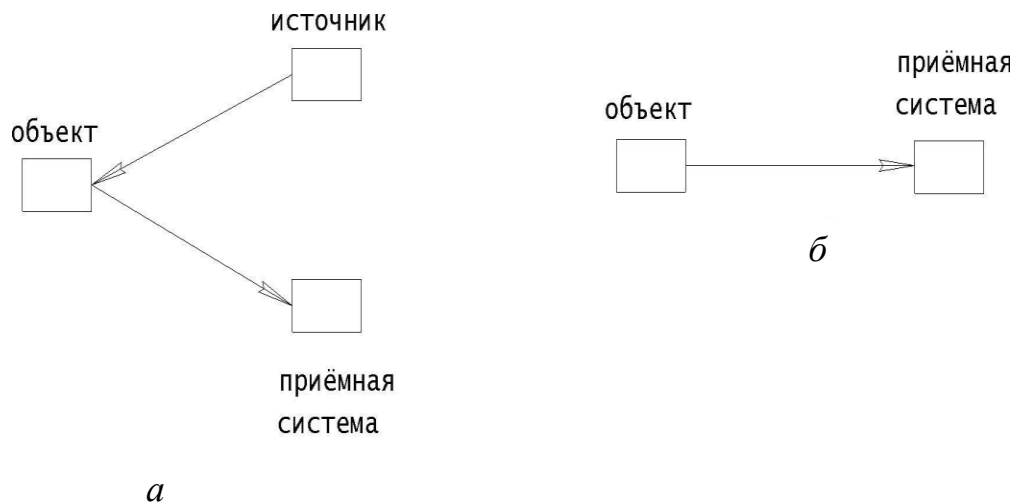


Рис. 1.4. Активный (а) и пассивный (б) методы работы прибора

Применяются различные оптические схемы фокусировки потоков излучения.

Поглощение света в веществе описывается законом Бугера-Ламберта:

$$I = I_0 \exp(-\alpha d), \quad (1.8)$$

где I_0 и I – интенсивности световой волны на входе в слой поглощающего вещества толщиной d и на выходе из него, α – коэффициент поглощения света веществом.

В приборах различного типа, применяемых в фотоэлектронике, осуществляются фокусировка излучения, идущего от объекта или источника, модуляция излучения; разложение излучения в спектр диспергирующими элементами (призма, решетка, фильтры), сканирование по спектру, фокусировка на приемник излучения. Далее сигнал передается на приемное электронное устройство, проводится обработка сигнала и запись информации.

Материалы, применяющиеся для создания оптических систем, как пропускающие, так и принимающие излучение оптического диапазона,

являются в основном твердыми телами, полупроводниками. Рассмотрим основные свойства полупроводников.

Литература к главе 1

1. Щука А.А. Нанoeлектроника / А.А. Щука. – М.: Физматкнига, 2007.
2. Дудкин В.И. Основы квантовой электроники / В.И. Дудкин, Л.Н. Пахомов. – СПб: Изд-во СПбГТУ, 2001.
3. Несмелова И.М. Введение в оптоэлектронику / И.М. Несмелова, С.В. Рагинов, В.П. Иванов. – Казань: Отечество, 2006.
4. Голенищев-Кутузов В.А. Квантовая и оптическая электроника / В.А. Голенищев-Кутузов, А.В. Голенищев-Кутузов. – Казань: КГЭУ, 2011.
5. Филачев А.М. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы / А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко. – М.: Физматкнига, 2007.

ГЛАВА 2. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

2.1. Основные понятия

Полупроводники представляют широкий класс материалов с электронным типом проводимости, в которых концентрация подвижных носителей заряда – электронов и дырок, ниже концентрации атомов, но может изменяться под действием температуры, оптического облучения и относительно некоторого количества примесей. По удельному значению электропроводности (σ) полупроводники занимают промежуточное положение между металлами ($10^4 < \sigma \leq 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) и диэлектриками ($\sigma \geq 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Одной из отличительных особенностей полупроводников является возрастание по экспоненциальному закону электропроводности с ростом температуры:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\varepsilon_A/k_B T), \quad (2.1)$$

где σ_0 – начальное значение электропроводности, ε_A – энергия активации проводимости, которая соответствует энергии связи электронов с атомами, k_B – постоянная Больцмана.

Полупроводники классифицируются по нескольким признакам:

- по структуре: кристаллические, поликристаллические, аморфные, стеклообразные, твердые растворы;
- по химическому составу: элементарные (Ge, Si, Se, Te); бинарные (InSb, In As, GaAs); тройные (CdHgTe, PbSnTe, CuInSe); четверные (CuInGaSe);
- органические полупроводники.

В фотоэлектронике, как и в других областях электроники, в основном используются кристаллические структуры, т.е. твердотельные среды, обладающие периодической атомной структурой. Кристаллы обладают дальним порядком упорядочения, распространяющимся на весь кристалл. Поликристаллы представляют собой совокупность мелких монокристаллов с различной ориентацией. В некоторых случаях используются аморфные материалы, обладающие хаотическим расположением атомов и только ближним порядком в упорядочении соседних атомов.

Упорядоченное расположение атомов в кристалле устанавливается и в дальнейшем поддерживается силами, действующими между атомами. Эти силы по своей природе в основном являются электростатическими,

возникающие из-за того, что электроны и ядра заряжены. Разные типы связи, встречающиеся в кристаллах, могут быть качественно охарактеризованы различным распределением электронов вокруг атомов кристалла. Основными тремя типами связи являются: ковалентная, ионная и металлическая.

Ковалентная (гомеополярная) связь характерна для органических веществ и элементов IV группы таблицы Менделеева (германий, кремний). При ковалентной связи валентные электроны распределены между двумя атомами одного сорта, плотность заряда между этими атомами велика, а ее распределение имеет ясно выраженный направленный характер.

Ионная (гетерополярная) связь наблюдается в щелочно-галогенидных соединениях и в полупроводниках, состоящих из элементов, находящихся в различных группах периодической таблицы. Валентные электроны атома одного типа передаются атому другого типа, в результате чего образуются ионы, противоположно заряженные. Ионная связь более сильная, чем ковалентная, для ее разрушения необходимы большие энергии.

Оба типа связи могут существовать не только в чистом виде, но также и в комбинации друг с другом. Примесь ионной связи приводит к некоторому упрочнению решетки и вытекающему отсюда росту температуры плавления и повышению энергии активации дефектов в кристалле.

Металлическая связь характерна для металлов. При этом типе связи валентные электроны распределены по всем атомам кристалла, образуя среду отрицательного заряда, в которую погружена система положительно заряженных ионов.

Электрические и оптические свойства твердых тел связаны с тем, что имеют зонную структуру, образованную уровнями энергии отдельных атомов. Верхняя зона, разрешенная для заполнения электронами, называется **зоной проводимости**. Нижняя зона – валентной зоной. Между ними находится запрещенная зона, ширина запрещенной зоны ϵ_g является важной характеристикой полупроводника, определяющей его электронные свойства. Зонная структура определяет разделение твердых тел на диэлектрики, металлы, полупроводники.

1. Диэлектрик – валентная зона заполнена носителями заряда целиком, расстояние до следующей зоны велико ($\epsilon_g > 2\text{эВ}$), проводимость крайне мала.

2. Металл – валентная зона заполнена частично, либо перекрывается со следующей свободной зоной. При наличии электрического тока электронам сообщается энергия, в свободной зоне появляются электроны проводимости. Металлы хорошо проводят электрический ток.

3. Полупроводник – валентная зона заполнена целиком, но расстояние до следующей зоны, свободной, мало. При 0К валентная зона

заполнена, зона проводимости пуста и проводимость равна нулю. С повышением температуры экспоненциально растет число тепловых забросов электронов, растет число электронов в зоне проводимости и число дырок в валентной зоне.

Электропроводность обусловлена двумя типами носителей заряда: электронами проводимости и дырками, которые могут перемещаться под действием градиента концентрации или магнитного поля. Беспримесный полупроводник называется **собственным полупроводником**. Собственная проводимость создается за счет равного количества свободных электронов и дырок, концентрация которых изменяется от нуля при $T = 0\text{K}$ и растет с повышением температуры за счет энергии колебаний кристаллической решетки.

$$n = p \approx \exp(-\varepsilon_g/kT). \quad (2.2)$$

Квант колебаний атомов в кристаллической решетке называется **фононом**, а его энергия выражается величиной:

$$\varepsilon_{\text{ф}} = h\nu. \quad (2.3)$$

Распределение электронов по энергетическим уровням подчиняется закону Ферми – Дирака, содержащему в качестве параметров состояния температуру и химический потенциал, называемый **уровнем Ферми** ε_F . Вероятность заполнения уровня с энергией ε равна:

$$\{[1 + \exp(\varepsilon - \varepsilon_F)]/kT\}^{-1}. \quad (2.4)$$

При не очень большой концентрации примесей уровень Ферми расположен в запрещенной зоне, а в собственных полупроводниках – в середине запрещенной зоны. В вырожденных полупроводниках уровень Ферми расположен либо внутри зоны проводимости или валентной зоны, либо находится в запрещенной зоне в непосредственной близости от краев этих зон на расстоянии $k_B T$. Собственные (беспримесные) полупроводники становятся вырожденными при высоких температурах, когда $k_B T$ сравнимо с шириной запрещенной зоны. В собственном полупроводнике с узкой запрещенной зоной вырождение носителей наступает уже при комнатной температуре. В примесных полупроводниках электроны проводимости

(или дырки) становятся вырожденными при высоких концентрациях донорной (или акцепторной) примеси.

Изменение величины собственной проводимости достигается легированием беспримесного полупроводника двумя типами примеси: донорными атомами, создающими в зоне проводимости лишние электроны (n -тип полупроводник), или акцепторными атомами, создающими в валентной зоне лишние дырки (p -тип полупроводника).

Электропроводность полупроводников меняется в больших пределах при изменении температуры и концентрации носителей заряда – электронов и дырок. Ее можно представить в виде:

$$\sigma = en\mu, \quad (2.5)$$

где μ – подвижность, которая определяется отношением дрейфовой скорости носителей к напряженности поля.

2.2. Оптические свойства полупроводников

Основными оптическими характеристиками твердых тел являются коэффициент пропускания t и коэффициент отражения r . Если на полупроводниковую пластину толщиной d падает излучение с интенсивностью I_0 , то при выходе из пластины интенсивность света I убывает по закону Бугера-Ламберта, как $I = I_0 \exp^{-\alpha d}$, где α – коэффициент поглощения света веществом, $\alpha = 4\pi k_t/\lambda$, k_t – показатель поглощения. Пропускание пластины $t = I/I_0$ определяется выражением:

$$t = \frac{(1-r)^2 e^{-\alpha d}}{1 - r^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (2.6)$$

Коэффициент отражения света:

$$r = \frac{(n_r - 1)^2 + k_t^2}{(n_r + 1)^2 + k_t^2}, \quad (2.7)$$

где n_r – показатель преломления.

Вид спектров поглощения света полупроводником определяется характером зависимости α от частоты ($h\nu$) или от длины волны (λ). На рис. 2.1 представлен типичный спектр поглощения полупроводника.

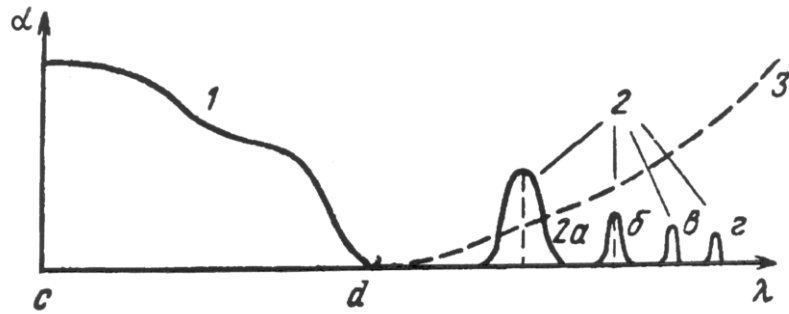


Рис. 2.1. Спектр поглощения полупроводника: 1 – полоса собственного поглощения (межзонные переходы); 2 – поглощение, обусловленное ионизацией примесных уровней; 3 – поглощение свободными носителями заряда

Как видно из рисунка, весь спектр можно разбить на две части: полосу собственного поглощения ($c - d$), непосредственно связанного с межзонными переходами, и область прозрачности (правее d), в которой поглощение сравнительно мало и обусловлено свободными носителями и примесями. В полосе собственного поглощения α имеет значения $(10^4 - 10^6) \text{ см}^{-1}$, так что в этой области спектра свет практически полностью поглощается на глубине $(10^{-4} - 10^{-6}) \text{ см}$. Длинноволновая граница полосы собственного поглощения определяет длинноволновую границу фоточувствительности материала, а также коротковолновую границу его пропускания. Положение края пропускания определяется шириной запрещенной зоны полупроводника: $\varepsilon_g \sim 1,24/\lambda \text{ эВ}$. Ширина запрещенной зоны изменяется с температурой. Изменение $d\varepsilon_g/dT$ связано с двумя эффектами: термическим расширением решетки материала и с электрон-фононным взаимодействием.

Для некоторых полупроводников n -типа наблюдается сильная зависимость положения края основной полосы поглощения от концентрации носителей заряда. Это явление обусловлено эффектом Бурштейна-Мосса: сдвиг края области собственного поглощения полупроводника в сторону более коротких длин волн при увеличении концентрации электронов проводимости.

Форму основной полосы поглощения определяет зонная структура полупроводника. Различают полупроводники, у которых под действием электромагнитного излучения поглощение может быть связано с прямыми или непрямыми переходами носителей заряда в зависимости от структуры энергетических зон полупроводника. В полупроводнике, у которого экстремумы энергетических зон находятся при одном и том же значении

волнового вектора, поглощение будет начинаться при $h\nu = \varepsilon_g$. Затем оно будет быстро возрастать до значений 10^4 – 10^6 см⁻¹. В результате такого оптического перехода – прямой оптический переход – электрон переходит из одной зоны в другую без изменения квазиимпульса, поскольку импульс фотона h/λ весьма мал по сравнению с импульсом электрона h/a (a – постоянная решетки порядка нескольких ангстрем). Коэффициент поглощения для разрешенного прямого перехода $\alpha \sim (h\nu - \varepsilon_g)^{1/2}$. В некоторых веществах прямые переходы при $k = 0$ запрещены согласно квантовым правилам отбора. Для запрещенных прямых переходов коэффициент поглощения $\alpha \sim (h\nu - \varepsilon_g)^{3/2}$. У ряда полупроводников минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны находятся в разных областях k -пространства – не прямые переходы. Коэффициент поглощения для непрямых переходов лежит в интервале 10 – 10^3 см⁻¹. В процессе непрямого оптического поглощения возможны два типа взаимодействия с фононами в зависимости от того, поглощается фонон или испускается. Непрямые переходы происходят с меньшей вероятностью и создают край поглощения с меньшей крутизной, чем в случае прямых переходов (рис. 2.2). Коэффициент поглощения для непрямого перехода, если разрешены прямые переходы при $k = 0$, $\alpha \sim (h\nu - \varepsilon_g \pm \varepsilon_\phi)^2$, где ε_ϕ – энергия фонона. Для непрямых переходов, если прямые переходы при $k = 0$ запрещены

$$\alpha \sim (h\nu - \varepsilon_g \pm \varepsilon_\phi)^3. \quad (2.8)$$

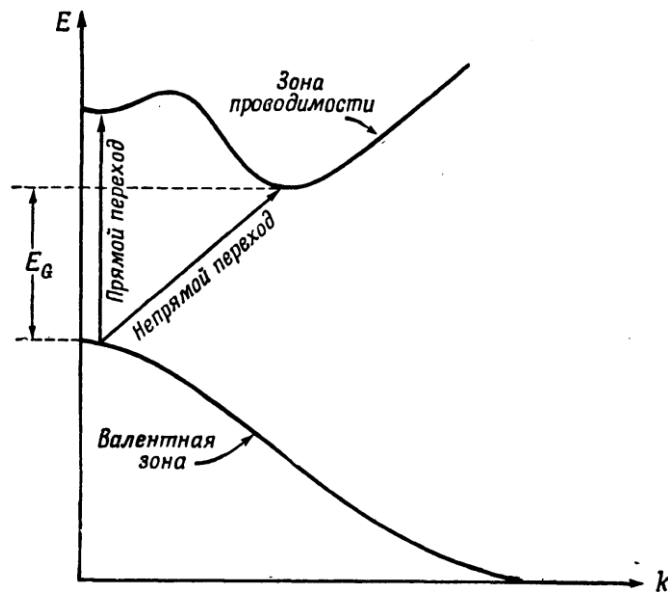


Рис. 2.2. Прямые и не прямые оптические переходы между валентной зоной и зоной проводимости в случае, когда экстремумы зон расположены при разных значениях волнового вектора

В качестве примера на рис. 2.3 представлены спектры поглощения германия в области основной полосы, структура энергетических зон которого предусматривает наличие прямых и непрямых переходов носителей заряда.

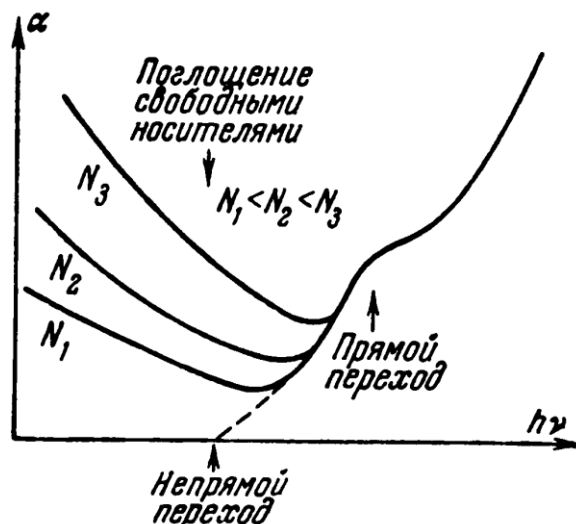


Рис. 2.3. Спектральная зависимость коэффициента поглощения в кристаллах германия (N – концентрация примесей)

За краем основной полосы поглощение обусловлено свободными носителями; оно возрастает как с увеличением длины волны, так и с ростом концентрации носителей заряда и температуры. Совершенно свободные носители не дают поглощения. Поглощение на свободных носителях связано с рассеянием их при движении, и по классической теории Друде (в гауссовой системе единиц) описывается формулой:

$$\alpha = \frac{e^3 n \lambda^2}{\pi c^3 n_r m^2 \mu}. \quad (2.9)$$

В полупроводниках, проводимость которых близка к собственной, необходимо учитывать поглощение носителями обоих типов. Теория Друде строго применима только в области энергий фотонов, меньших тепловой энергии электронов $h\nu < k_B T$; в области меньших длин волн использование теории Друде некорректно. Для точного анализа поглощения свободными носителями необходимо применять квантово-механическую теорию, которая учитывает различные механизмы рассеяния носителей заряда. В основном рассматриваются три

независимых механизма рассеяния: рассеяние акустическими фононами ($\alpha_{\text{ак}}$), оптическими фононами ($\alpha_{\text{опт}}$) и ионизированными примесями ($\alpha_{\text{пр}}$).

В спектрах поглощения ряда полупроводников p -типа с длинноволновой стороны края основной полосы наблюдаются характерные пики поглощения, обусловленные переходами носителей заряда между подзонами валентной зоны. Валентная зона большинства полупроводников состоит из двух подзон, стыкующихся при $k = 0$, и одной низко лежащей зоны, отщепленной вследствие спин-орбитального взаимодействия V_3 (рис. 2.4). Верхняя валентная зона V_1 – зона тяжелых дырок; вторая подзона V_2 – зона легких дырок. Эффективная масса тяжелых дырок больше, чем на порядок, величины эффективной массы легких дырок.

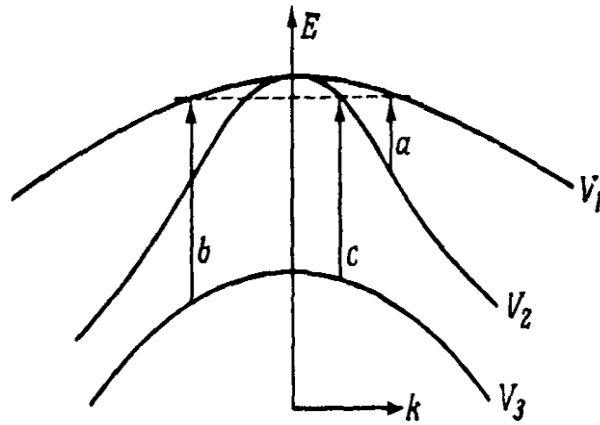


Рис. 2.4. Структура валентных подзон, a , b , c – внутризонные переходы

При достаточном удалении от края собственного поглощения в сторону длинных волн поглощение и дисперсия определяются взаимодействием света со свободными носителями и колебаниями решетки. Выражения для действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости определяются следующими дисперсионными соотношениями для электромагнитного излучения:

$$\xi_1 = n_r^2 - k_t^2 = \xi_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right), \quad (2.10)$$

$$\xi_2 = 2n_r k_t = \xi_\infty \left(\frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right), \quad (2.11)$$

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m \xi_\infty} \right)^{1/2}, \quad (2.12)$$

где ξ_1 , ξ_2 , ξ_∞ – действительная, мнимая, высокочастотная диэлектрические постоянные; ω_p – плазменная частота, τ – время релаксации.

В спектрах отражения полупроводников при концентрациях носителей заряда $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ наблюдается минимум отражения, плазменный минимум, по положению которого можно определить эффективную массу носителей. Зная значения эффективной массы и электропроводности, можно найти время релаксации свободных носителей τ из соотношения:

$$\sigma = \frac{n e^2}{m^*} \tau. \quad (2.13)$$

В далекой ИК области спектра структура полос отражения обусловлена колебаниями кристаллической решетки. Из длинноволновых спектров отражения можно определить собственные частоты колебания решетки, эффективный заряд ионов, величины диэлектрических постоянных, частоты оптических и акустических фононов. На рис. 2.5 представлены спектры решеточного отражения некоторых полупроводников.

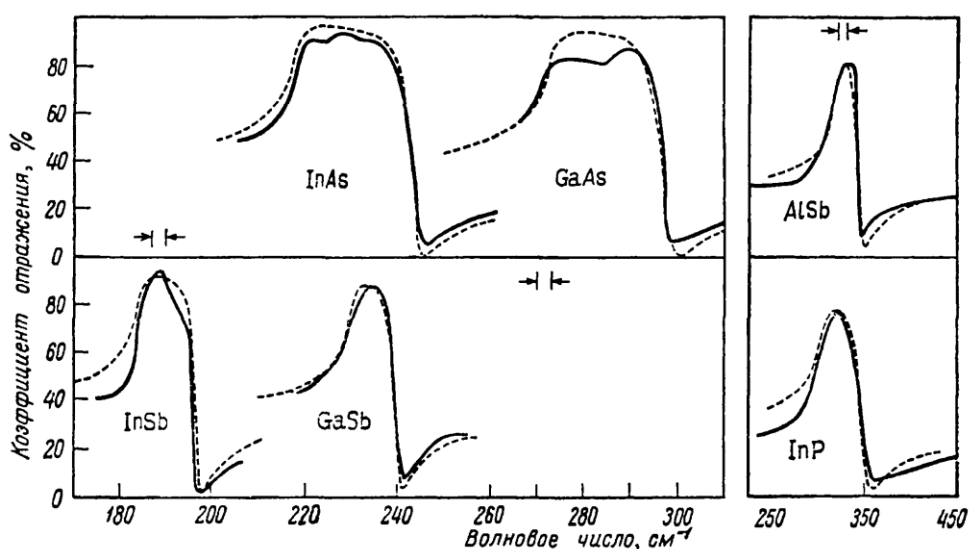


Рис. 2.5. Спектры решеточного отражения различных полупроводниковых соединений.

Сплошная кривая – эксперимент, пунктирная кривая – расчет

В коротковолновой части спектра, где $h\nu \gg \varepsilon_g$, поглощение велико и исследуются в основном спектры отражения или спектры поглощения очень тонких образцов. Изучение отражения в коротковолновой, в основном ультрафиолетовой, области спектра позволяет определить критические точки зонной структуры материала и измерить соответствующие энергетические разности. Этот метод является одним из немногих методов исследования электронных состояний, значительно удаленных от краев запрещенной зоны.

2.3. Фотоэлектрические эффекты

Обратимся к фотоэлектрическим эффектам. **Фотоэффектом** называется процесс взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, в результате которого энергия фотонов передается электронам вещества. К основным фотоэлектрическим эффектам относятся:

- фотоэффект внешний,
- фотоэффект внутренний, фотопроводимость,
- фотоэффект на p - n -переходе,
- фотомагнитоэлектрический эффект.

2.3.1. Внешний фотоэффект

Внешний фотоэффект – эмиссия (выход) электронов из твердого тела под действием поглощенных фотонов, иначе – фотоэлектронная эмиссия. Электроны, вылетающие из вещества, называются **фотоэлектронами**. Это квантовое явление наблюдается у металлов, полупроводников, а иногда и у диэлектриков. Если частота излучения $\nu > \nu_0$, электрон может выйти из твердого тела с кинетической энергией, определяемой как

$$\frac{1}{2}mV^2 = h\nu - h\nu_0, \quad (2.14)$$

где m – масса покоя электрона, V – скорость фотоэлектронов, ν_0 – начальная частота излучения (формула Эйнштейна).

Законы внешнего фотоэффекта:

1. Максимальная начальная скорость фотоэлектронов зависит от частоты света и не зависит от его интенсивности и определяется формулой Эйнштейна.

2. Для каждого вещества существует длинноволновая граница фотоэффекта (порог фотоэффекта). Она зависит от химической природы материала и состояния его поверхности.

3. Число фотоэлектронов, вырываемое из катода за единицу времени, пропорционально интенсивности света.

4. Фотоэффект практически безинерционен, время между поглощением фотона и появлением фотоэлектрона $< 10^{-12}$ с.

Для собственных или невырожденных полупроводников, когда уровень Ферми находится в запрещенной зоне (рис. 2.6), наивысший уровень, занятый электроном, есть вершина валентной зоны. В этом случае порог внешнего фотоэффекта $\varepsilon_{\text{вн}} = \chi + \varepsilon_g$, где χ – энергия, отделяющая край зоны проводимости от уровня вакуума, «энергия электронного сродства». Величина Φ называется «работой выхода». Работа выхода для большинства веществ лежит в пределах от 3 до 5 эВ.

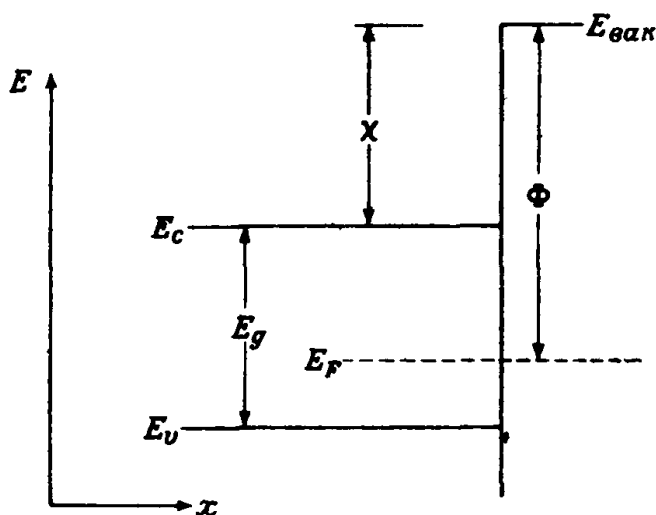


Рис. 2.6. Структура зон собственного или невырожденного полупроводника и введенные обозначения

Для сильно легированного полупроводника p -типа, когда уровень Ферми расположен на величину ε_p ниже края валентной зоны, имеем

$$\varepsilon_{\text{вн}} = \chi + \varepsilon_g + \varepsilon_p. \quad (2.15)$$

В сильно легированном полупроводнике n -типа уровень Ферми лежит выше края зоны проводимости на величину ε_n , поэтому

$$\varepsilon_{\text{вн}} = \chi - \varepsilon_n. \quad (2.16)$$

Важной характеристикой приемников излучения является квантовый выход η , равный отношению числа фотоэлектронов к числу падающих квантов света. Если энергетический поток, падающий на твердое тело, W , то число падающих квантов равно $W/h\nu$.

2.3.2. Внутренний фотоэффект, фотопроводимость.

Механизмы рекомбинации

2.3.2.1. Фотопроводимость

Фотопроводимостью (фоторезистивным эффектом) называется изменение электропроводности полупроводника под воздействием оптического возбуждения. Фотопроводимость твердых тел связана с поглощением энергии фотонов, возбуждением носителей заряда из непроводящего основного состояния в состояние с более высокой энергией, где они являются свободными и вносят вклад в электропроводность вещества, а также с возвращением носителей из проводящего состояния в основное. В простейшем случае поглощение фотонов приводит к переходу электронов из валентной зоны в зону проводимости, где они находятся в свободном состоянии. Вклад в проводимость дают также возникшие в валентной зоне дырки. Такой процесс носит название **собственной фотопроводимости**.

В примесном полупроводнике, кроме собственного фотоэффекта, возможно еще возбуждение электронов в зону проводимости с донорных уровней, а в полупроводниках p -типа возможно возбуждение электронов из валентной зоны на акцепторные уровни (рис. 2.7). В обоих случаях примесной фотопроводимости в кристалле генерируются свободные носители заряда только одного знака. Фотопроводимость может возникать при возбуждении оптическим излучением, когда энергия фотонов $h\nu$ превышает либо ширину запрещенной зоны, либо энергию ионизации примесных уровней.

Поскольку проводимость собственного полупроводника имеет вид:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (2.17)$$

то при поглощении фотонов увеличение концентрации электронов и дырок одинаково, ($\Delta n = \Delta p$); изменение электропроводности равно:

$$\Delta\sigma = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p). \quad (2.18)$$

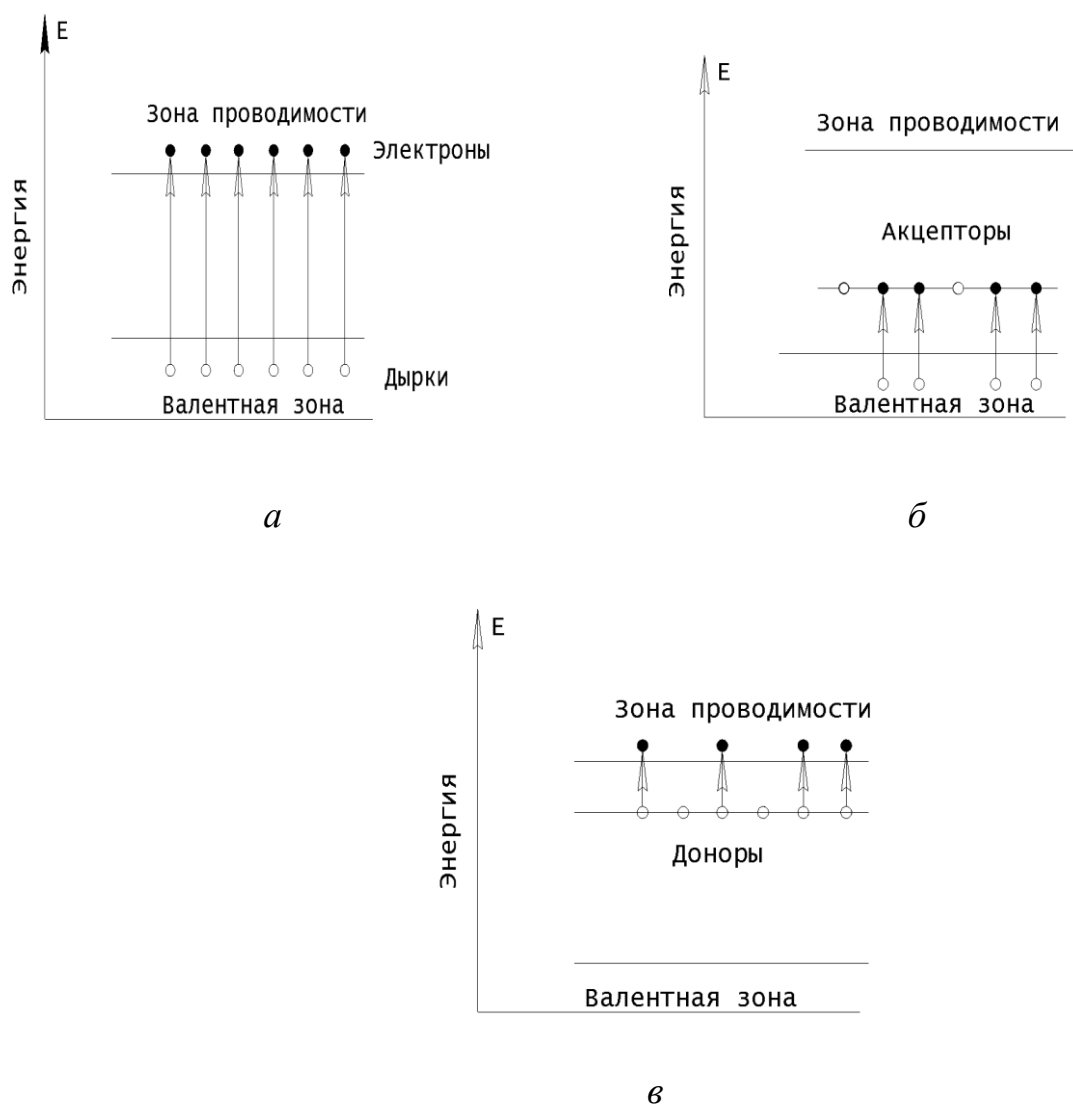


Рис. 2.7. Энергетическая схема полупроводника с собственной проводимостью (а) и полупроводников с примесной проводимостью n -типа (б) и p -типа (в)

Введем понятие время жизни свободного носителя заряда. Это время, в течение которого носитель вносит вклад в проводимость. Иначе говоря, это время, в течение которого возбужденный электрон находится в зоне проводимости (τ_n), а возбужденная дырка – в валентной зоне (τ_p). Если свет, падающий на полупроводник, создает g электронно-дырочных пар в секунду, то $g \cdot \tau_n = \Delta n$, $g \cdot \tau_p = \Delta p$; тогда, $\Delta\sigma = ge (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)$.

При поглощении электромагнитной волны собственная фотопроводимость описывается формулой:

$$\sigma_{\text{фп}} = (1-r) \cdot \eta \cdot I_0 \cdot e(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p), \quad (2.19)$$

где r – коэффициент отражения, I_0 – количество квантов, падающих на единицу поверхности за единицу времени, η – квантовый выход, т.е. число генерируемых электронно-дырочных пар на один поглощенный фотон.

Обычно говорят о времени жизни пары электрон – дырка. Время жизни пары равно времени жизни неосновных носителей, т.е. времени, в течение которого электрон рекомбинирует с дыркой. Процессы рекомбинации определяют время жизни свободных носителей и чувствительность фотоприемника.

При тепловом равновесии концентрация свободных электронов и дырок полностью определяется температурой, шириной запрещенной зоны и эффективной массой носителей заряда. Если инжекция носителей прекращается, их концентрация начинает уменьшаться, в конечном счете, достигает величины, характерной для полупроводника при тепловом равновесии. Изменение концентрации неравновесных носителей, если облучение прекращается, дается экспоненциальной зависимостью:

$$n - n_0 = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2.20)$$

где n и n_0 – плотности носителей после и до облучения, Δn_0 – концентрация неравновесных носителей. Время жизни τ определяется как время, в течение которого концентрация падает до величины $1/e$ ($e \approx 2,71$) от начального значения.

Примесная фотопроводимость имеет место тогда, когда энергии квантов не хватает для образования электронно-дырочной пары, но ее достаточно, чтобы возбудить примесный атом до состояния, когда образуются свободный электрон и связанная дырка или свободная дырка и связанный электрон.

Первое отличие примесной фотопроводимости от собственной состоит в меньшей энергии поглощенных квантов. В этой связи примесная проводимость открывает широкие возможности создания фотоприемников ИК-диапазона. Второе отличие состоит в том, что примесное поглощение ведет к генерации лишь одного типа носителей – электронов или дырок. Третье отличие в том, что эффективность примесного поглощения значительно меньше, чем собственного; обычно концентрация примесных атомов на 6–8 порядков меньше атомов самого полупроводника. Отсюда следует, что для реализации поглощения на примесях необходимо использовать полупроводники большой толщины, а это ведет к нежелательному увеличению длительности релаксационных процессов.

2.3.3. Механизмы рекомбинации

Время жизни неравновесных носителей определяется рекомбинационными процессами, в результате которых исчезают электронно-дырочные пары, т.е. электроны возвращаются из зоны проводимости в валентную зону.

Основными видами рекомбинационных процессов являются: излучательная, межзонная рекомбинация. Энергия, которую от излучения получил электрон, выделяется при его рекомбинации в виде фотона, кристалл люминесцирует. Этот тип рекомбинации представляет собой процесс, обратный процессу генерации. Излучательная рекомбинация может быть прямой (для прямозонных полупроводников), без изменения импульса электрона, и не прямой (для непрямозонных полупроводников), с участием фонона. Этого типа рекомбинация в основном возможна лишь в чистых, безпримесных материалах. Механизм излучательной рекомбинации является основой действия полупроводниковых лазеров и светодиодов.

Безизлучательная рекомбинация, при которой избыточная энергия может непосредственно передаваться решетке кристалла путем возбуждения ее колебаний (фононная безизлучательная рекомбинация). Безизлучательная рекомбинация является доминирующим процессом во многих полупроводниках. Например, в германии безизлучательная рекомбинация в тысячу раз более вероятна, чем излучательные процессы. К рекомбинационным процессам, которые не приводят к излучению фотонов, относится Оже-рекомбинация. При Оже-эффекте (ударная рекомбинация) энергия, высвобождаемая рекомбинирующим электроном, немедленно поглощается другим электроном, который затем рассеивает эту энергию путем испускания фононов. При таком трехчастичном столкновении, в котором участвуют два электрона и дырка, не происходит излучения фотона. Возможно большое количество различных типов Оже-процессов в зависимости от возможных переходов и концентрации носителей в полупроводнике.

К безизлучательной рекомбинации относится рекомбинация через примесные центры (механизм Шокли-Рида). Электрон захватывается примесным центром, а затем рекомбинирует со свободной дыркой. Если в единице объема имеется N центров рекомбинации, которые могут захватить свободные носители, то выражение для времени жизни можно записать как:

$$\tau \sim (S N)^{-1}, \quad (2.21)$$

где S – сечение захвата носителей данного типа центром рекомбинации. Величина сечения захвата определяется распределением потенциала вблизи данного центра. Наибольшее сечение захвата имеют центры, притяжение которыми описывается законом Кулона. Для нейтрального центра величина S соответствует по порядку атомным размерам, т.е. 10^{-15} см^2 . Однако возможно, что центр отталкивает свободный носитель, такой центр будет иметь очень малое сечение захвата ($\sim 10^{-22} \text{ см}^2$). На рис. 2.8 схематически представлено распределение потенциала вблизи притягивающего, нейтрального и отталкивающего центров. Физическая природа примесных уровней не всегда известна. Они могут принадлежать атомам примесей и дефектам структуры.

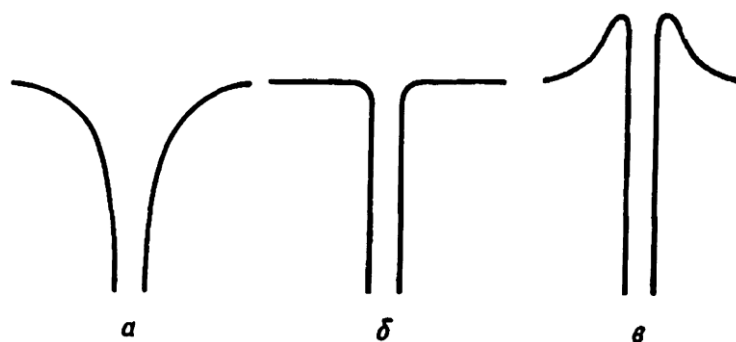


Рис. 2.8. Схематическое изображение распределения потенциала вблизи центра:

а – центр, притягивающий по закону Кулона; б – нейтральный центр;

в – центр, отталкивающий по закону Кулона

Рассмотренные процессы рекомбинации характерны для объема полупроводника, т.е. рекомбинационные процессы происходят глубоко в материале.

Сильное искажение вблизи поверхности создаст множество свободных связей, которые могут являться источниками примеси и действовать как рекомбинационные центры. Концентрация центров рекомбинации может меняться от 10^{12} см^{-3} до 10^{19} см^{-3} , что приводит к изменению времени жизни носителей от 10^3 с до 10^{-14} с . Время жизни носителей, которые рекомбинируют на поверхности кристалла, характеризуется скоростью поверхностной рекомбинации, которая зависит от того, насколько быстро рекомбинируют носители, диффундирующие из глубины на поверхность. Скорость поверхностной рекомбинации s определяется как скорость рекомбинации, приходящейся на единицу площади и на единицу концентрации избыточных носителей около самой поверхности. Поверхностную рекомбинацию можно выразить через время

жизни носителя τ_s . Общее время рекомбинации, включающее время жизни носителей в глубине τ_v и время жизни на поверхности τ_s , равно:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_v}. \quad (2.22)$$

Во многих типах полупроводниковых фотодетекторов важно иметь большое время жизни носителей. Следовательно, желательно снижать скорость поверхностной рекомбинации.

Приемники излучения на фотоэлектрических эффектах будут рассмотрены в главе 4.

2.3.4. Фоточувствительность. Спектральное распределение фоточувствительности

Важнейшей характеристикой при рассмотрении явлений фотопроводимости является понятие фоточувствительности. Обычно чувствительность приемника излучения S определяется отношением фотосигнала u_c к энергетическому потоку W , падающему на чувствительную площадку элемента:

$$S = u_c/W \text{ [В/Вт]}. \quad (2.23)$$

Однако часто применяют иные критерии оценки фоточувствительности приемников излучения.

В инфракрасной технике используется величина, равная мощности излучения W , необходимой для того, чтобы получить сигнал, равный шуму приемника. Шум вызывается контактными явлениями, флуктуациями концентрации носителей заряда и интенсивности падающего излучения, а также флуктуациями теплового излучения окружающих предметов. При таком подходе термин фоточувствительность нередко связывается с отношением сигнала к шуму.

Часто бывает удобно представлять себе фоточувствительность фотодетекторов как число носителей заряда, проходящих между электродами в 1 секунду на каждый поглощенный в 1 секунду фотон. Это отношение называется **фотоэлектрическим усилением G** . Усиление может быть выражено как отношение времени жизни свободного носителя

к времени, которое требуется для перемещения носителя между электродами (время пролета):

$$G = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}, \quad (2.24)$$

где t_n и t_p – времена пролета электронов и дырок, соответственно. Если к электродам прикладывается разность потенциалов V , а расстояние между электродами равно L , то время пролета носителей

$$t = L^2 / \mu V. \quad (2.25)$$

Тогда выражение для фотоэлектрического усиления имеет вид:

$$G = \tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p \frac{V}{L^2}. \quad (2.26)$$

Носители обоих знаков, освобождаемые светом, вносят вклад в фотопроводимость до тех пор, пока они не рекомбинируют.

Уравнение (2.26) показывает, что чувствительность по напряжению приемника повышается при увеличении напряжения смещения. Однако имеются два ограничения на приложенное напряжение смещения, а именно: тепловые условия (джоулево нагревание элемента детектора) и «вытягивание» неосновных носителей. Тепловая проводимость детектора зависит от метода изготовления прибора. Тенденция уменьшения размеров элементов, обусловленная переходом технологии фоторезисторов от дискретных элементов к матрицам для формирования теплового изображения с высокой плотностью элементов, ставит ряд проблем перед разработчиками приборов.

Если время жизни носителей велико, то нельзя пренебрегать при анализе характеристик приборов эффектами на контактах, а также дрейфом и диффузией. Современная технология фотоэлементов такова, что в умеренных электрических полях неосновные носители могут дрейфовать к омическим контактам за время, меньшее времени рекомбинации в материале. Удаление носителей в омические контакты таким способом называется «вытягиванием» (sweep-out); вытягивание неосновных носителей ограничено максимальным приложенным напряжением V . Обычно при малых смещениях средняя длина дрейфа неосновных носителей много меньше длины детектора, и время жизни неосновных носителей определяется объемной рекомбинацией. Концентрация носителей в этом случае постоянна

по длине детектора. При больших значениях приложенного напряжения длина дрейфа (длина свободного пробега) неосновных носителей сопоставима или больше длины детектора. В этом случае некоторые из избыточных неосновных носителей уходят в электроды, и для поддержания равновесного состояния области пространственного заряда необходимо снижение концентрации избыточных основных носителей. Таким путем уменьшается время жизни основных носителей. Следует отметить, что потери основных носителей в одном омическом контакте компенсируются инжекцией в другом контакте, но уменьшение концентрации неосновных носителей не компенсируется. При высоких смещениях концентрация избыточных носителей неоднородно распределена по длине образца. Проблема уменьшения времени жизни вследствие эффектов на омических контактах может быть устранена при использовании перекрывающихся структур, контактов на основе гетеропереходов или высоколегированных контактов. В последнем случае сильно легированная область создается вблизи контакта (например, n^+ для приборов n -типа) встроенное электрическое поле, которое препятствует подходу неосновных носителей, уменьшая рекомбинацию и увеличивая эффективное время жизни и чувствительность. Из сказанного выше следует, что имеется определенная зависимость выходных параметров фотодетектора от напряжения смещения, подаваемого на элемент, его размеров, состояния контактов, обработки поверхности, а также от физических параметров материала, на основе которого изготовлен приемник излучения.

Спектры фоточувствительности приемников излучения теснейшим образом связаны со спектрами поглощения полупроводника, из которого они изготовлены (рис. 2.9). Интенсивность света в среде убывает по закону Ламберта-Бугера: $I = I_0 \exp(-\alpha d)$, где α – коэффициент поглощения, d – толщина образца, I и I_0 – прошедшая и падающая интенсивности света. Весь спектр можно разбить на две части: полосу собственного поглощения (а-б), непосредственно связанную с межзонными переходами, где коэффициент поглощения достигает больших значений ($\alpha = 10^4 - 10^6 \text{ см}^{-1}$) и область прозрачности (вправо от б), в которой поглощение сравнительно мало и обусловлено наличием примесей и свободных носителей заряда.

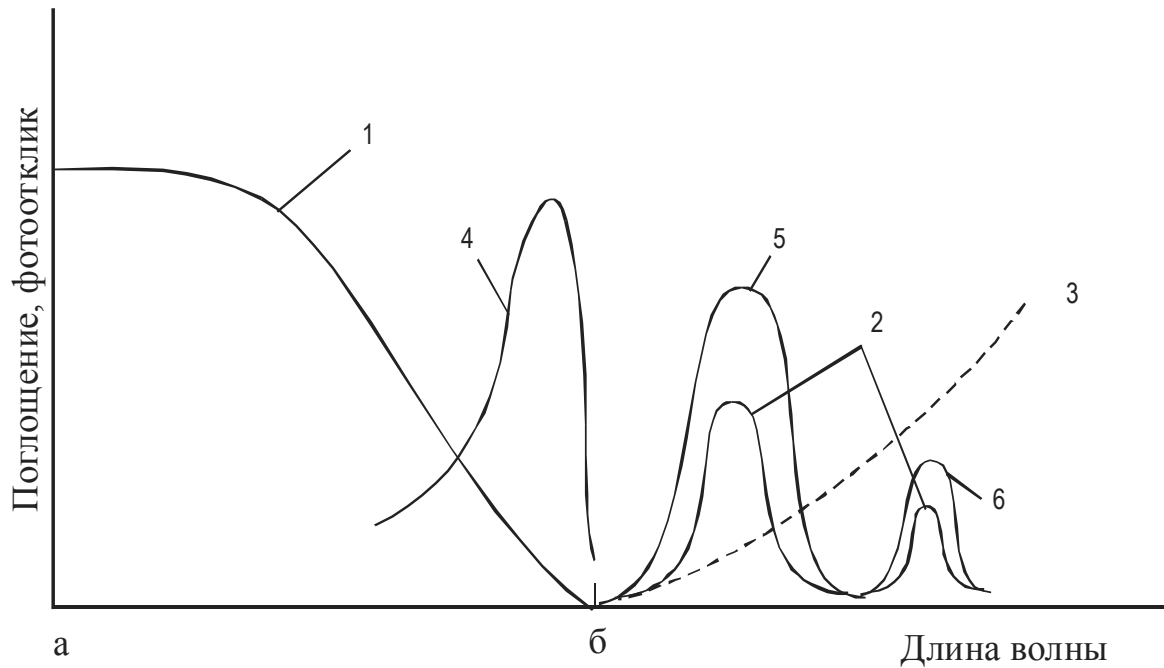


Рис. 2.9. Схема спектрального распределения поглощения и фоточувствительности полупроводника: 1 – полоса собственного поглощения (межзонные переходы), 2 – поглощение, обусловленное ионизацией примесных уровней, 3 – поглощение свободными носителями заряда, 4 – фоточувствительность при собственном фотоэффекте, 5, 6 – фоточувствительность при примесном фотоэффекте

Казалось бы, что область фоточувствительности должна распространяться на всю полосу собственного поглощения. В действительности это не так: фотоэффект наблюдается только вблизи красной границы полосы поглощения, которая называется **красной границей** фотоэффекта. Связано это с тем, что при $h\nu \gg \varepsilon_g$ коэффициент поглощения велик, и практически весь свет поглощается в тонком поверхностном слое полупроводника. При этом концентрация фотоэлектронов оказывается большой, что увеличивает вероятность рекомбинации и уменьшает время жизни носителей заряда. Кроме того, в поверхностном слое всегда имеется большое количество примесей и дефектов, облегчающих рекомбинацию и снижающих подвижность свободных носителей практически до нуля. Все это не вызывает заметного фотоэффекта. Спектральная характеристика идеального фотонного приемника представлена на рис. 2.10.

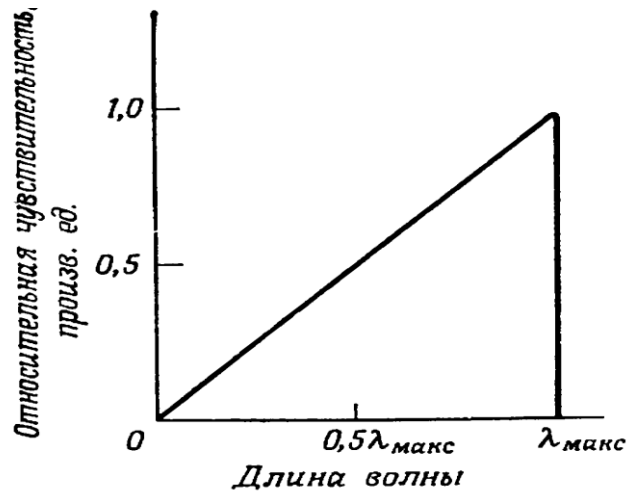


Рис. 2.10. Спектральная характеристика идеального фотосопротивления

Отклонения от идеальной спектральной характеристики могут иметь место по различным причинам. Если существует значительная поверхностная рекомбинация, то носители, возникающие вблизи поверхности, будут рекомбинировать быстрее, чем те, которые возникают в объеме, и при высоких энергиях, для которых коэффициент поглощения максимален, чувствительность будет меньше, чем в идеальном приемнике. Влияние концентрации носителей на коэффициент поглощения в приемниках с высоким уровнем легирования полупроводника (например, в фотовольтаических приборах) может существенно изменить чувствительность на длинных волнах по сравнению с чувствительностью приемников на основе собственного полупроводника, и, таким образом, быть причиной различия между приемниками, изготовленными из одного материала. В некоторых приборах, где используются переходы с участием примесных уровней, переходы с более высокой энергией дают дополнительные максимумы фоточувствительности. При энергиях, в несколько раз превышающих энергию требуемого перехода, поглощение одного фотона может привести к возбуждению нескольких свободных носителей, что обуславливает увеличение фотоответа на коротких длинах волн. На практике чувствительность падает с различной степенью крутизны, зависящей от механизма поглощения в данном приемнике. При этом вводится понятие пороговой длины волны, $\lambda_{1/2}$, при которой чувствительность падает до 0,5 от максимального значения.

2.4. Квантово-размерные эффекты

В 1970 г. в фотоэлектронике было положено развиваться еще одному принципиально новому направлению – квантово-размерным структурам. Эти структуры были предложены нобелевским лауреатом, изобретателем туннельного диода Л. Эсаки в соавторстве с Р. Теа. Новому изобретению предстояло большое будущее. Эти структуры можно считать следующим – за варизонными и гетероструктурами – этапом. Разработчик получает еще более гибкий инструмент в формировании зонной структуры полупроводника.

В 80-х годах прошлого столетия зародилась новая наука – наноэлектроника. Можно выделить три основных типа наноструктур: квантовые ямы, где носители заряда ограничены в направлении, перпендикулярном к слоям, и могут двигаться свободно в плоскости слоя (двумерные системы); квантовые нити или проволоки, где носители заряда ограничены в двух направлениях и свободно перемещаются вдоль оси проволоки (одномерные образования); квантовые точки, в которых носители заряда ограничены уже во всех трех направлениях и обладают полностью дискретным электронным спектром (нульмерные структуры). На рис. 2.11 представлены схематические диаграммы функции плотности состояний для этих типов структур.

В наноразмерных структурах «запирание» электрона приводит к увеличению его импульса. Соответственно увеличивается и кинетическая энергия электрона. Таким образом, квантовое ограничение приводит к увеличению минимальной энергии «запертого» электрона и дополнительному квантованию энергетических уровней, соответствующих его возбужденному состоянию. Электронные свойства наноразмерных структур существенно отличаются от свойств объемных материалов, из которых они сделаны. Уникальным свойством квантовых частиц является их способность проникать через преграду даже в случае, когда их энергия ниже потенциального барьера, соответствующего данной преграде. Квантовое ограничение, проявляясь в наноразмерных структурах, влияет на туннелирование через потенциальные барьеры, и оно приобретает резонансный характер.

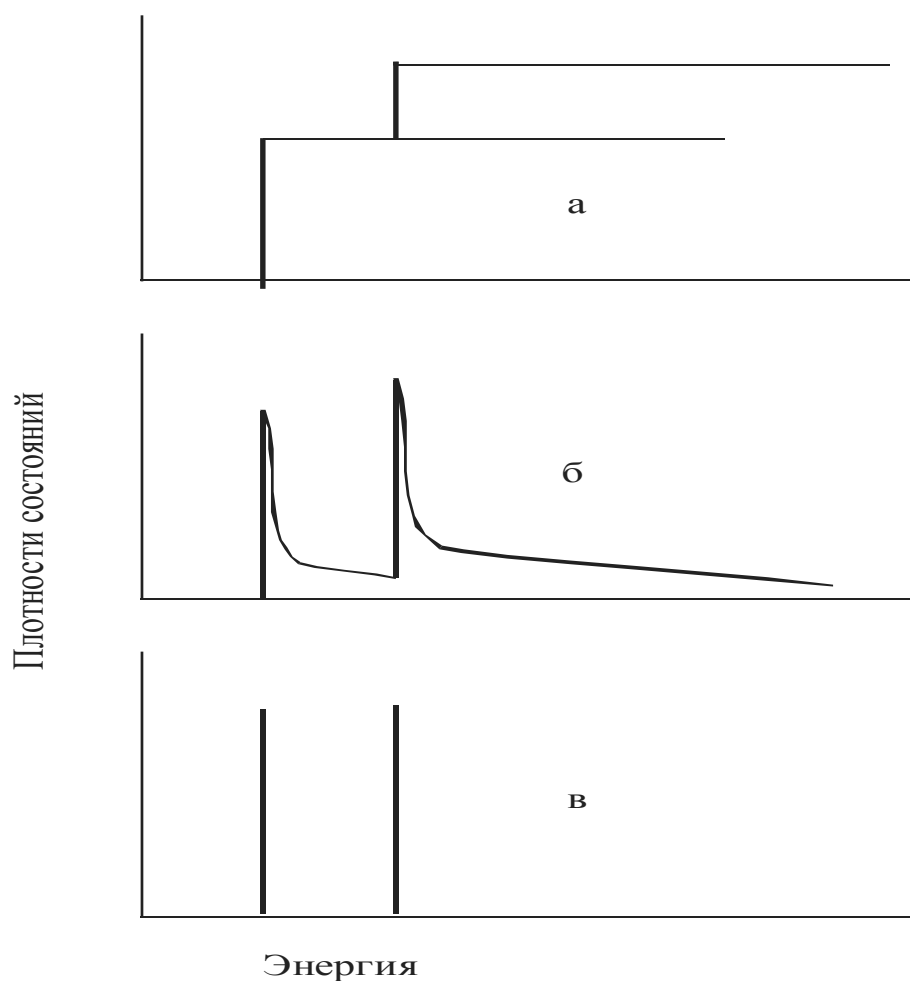


Рис. 2.11. Схематические диаграммы функции плотности состояний структур с квантовыми ямами (а), квантовыми проволоками (б), квантовыми точками (в)

2.4.1. Структуры с решетками и квантовыми ямами (QWIP-структуры)

Для периодических структур, состоящих из тонких слоев двух полупроводников, повторяющихся в одном направлении, используется обычно термин «сверхрешетка». Период по толщине сверхрешетки составляет от нескольких единиц до десятков нанометров, что меньше длины свободного пробега электрона, но больше постоянной кристаллической решетки. Такой периодический потенциал сверхрешетки существенно изменяет зонную структуру исходных полупроводников, создавая минизоны и энергетические подзоны в пространстве волнового вектора. Фактически сверхрешетку можно рассматривать как новый синтезированный полупроводник, не существующий в природе, который обнаруживает необычные физические свойства. Идея таких искусственных периодических структур, обладающих свойствами, не наблюдаемыми в

природных веществах, была высказана в 1962 г. Л.В. Келдышем. Практическую реализацию идея нашла после появления технологии молекулярно-лучевой эпитаксии, позволившей изготавливать строго периодические искусственные структуры с заданными параметрами слоев.

Первая сверхрешетка была выращена на полупроводниковой системе GaAs/AlGaAs. На рис. 2.12 показаны последовательность слоев в такой сверхрешетке и ее энергетический профиль в реальном пространстве. Разрывы зон на гетерограницах служат потенциальными барьерами для электронов и дырок; барьеры возникают на границах слоев из-за разной ширины запрещенных зон. Если толщина узкозонного полупроводника (GaAs) соизмерима с длиной волны де Бройля, то в потенциальной яме реализуются условия квантового размерного эффекта.

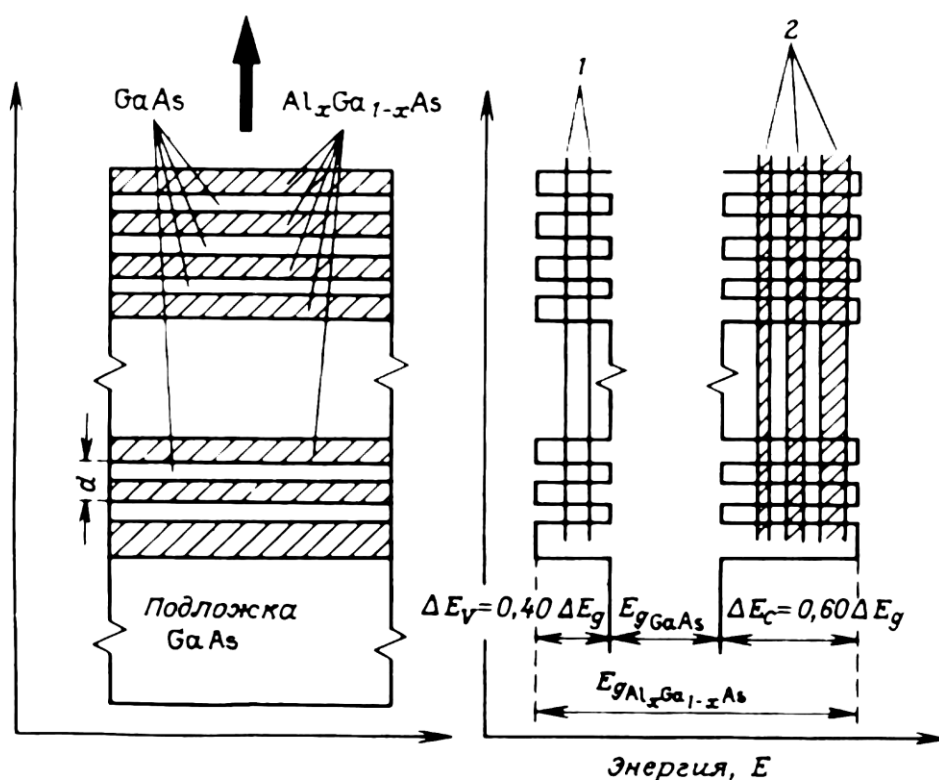


Рис. 2.12. Схема расположения последовательности слоев (слева) и зонная диаграмма (энергетический профиль) в зависимости от координат (справа) для сверхрешетки GaAs/AlGaAs [2]. Стрелка на левом рисунке показывает направление роста слоев: 1 – дырочные подзоны в валентной зоне, 2 – электронные подзоны в зоне проводимости

Зажатый между двумя широкозонными полупроводниками узкозонный слой образует две прямоугольные квантовые ямы – одну для электронов, другую – для дырок. Фотопроводимость в такой структуре обеспечивается носителями, возбужденными непосредственно со

связанного основного уровня в состояния квазинепрерывного спектра над барьером, либо возбуждением на связанный уровень в яме с последующим туннелированием в состояния квазинепрерывного спектра и дрейфом во внешнем электрическом поле (рис. 2.13).

Принципиальное отличие от классического примесного полупроводника заключается в упорядоченном положении фотоактивных носителей в слоях, разделенных потенциальными барьерами. Простое изменение геометрии квантоворазмерных слоев позволяет изменять спектральные и электрофизические характеристики фотоприемных устройств в широких пределах. Фотопроводимость в структуре с квантовыми ямами обеспечивается фотоионизацией электронов (или дырок) через потенциальный барьер в гетероструктуре, поэтому в общем случае не имеет принципиального значения, из каких материалов изготовлена структура [3].

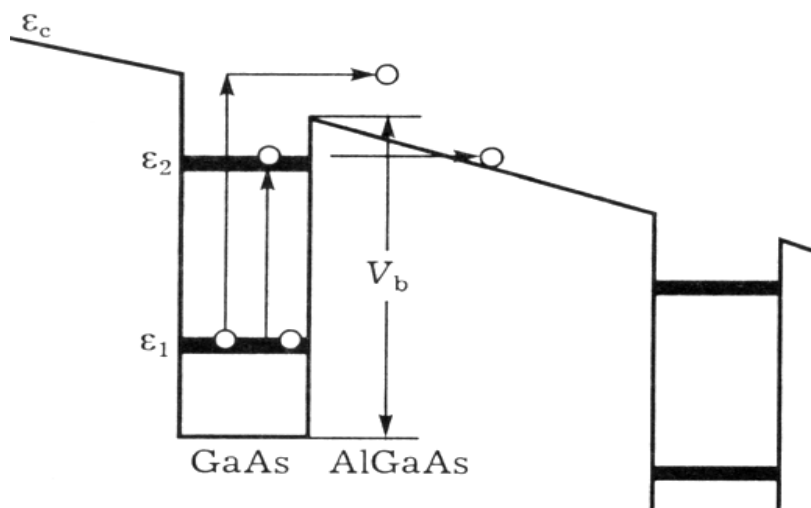


Рис. 2.13. Энергетическая диаграмма зоны проводимости многослойной структуры с квантовыми ямами типа GaAs/AlGaAs: ϵ_1 и ϵ_2 – уровни квантования, ϵ_c – край зоны проводимости объемного материала; V_b – разрыв краев зоны проводимости GaAs и AlGaAs; стрелками обозначены возможные пути фотоионизации электронов

Структуры на квантовых точках. Наноразмерные атомные кластеры в полупроводниках – новый подход к формированию свойств материалов.

Традиционный подход к управлению свойствами полупроводниковых материалов основан на использовании процессов легирования их примесями, создающими определенные электронные уровни в запрещенной зоне. Однако, в ряде случаев, традиционный подход наталкивается на принципиальные ограничения, обусловленные отсутствием в природе примесей с подходящими свойствами, низким пределом растворимости атомов многих примесей

в кристаллической решетке полупроводника, высокой концентрацией электрически активных собственных дефектов решетки и т.д. В связи с этим в последние годы активно развивается новый подход к управлению свойствами полупроводников, основанный на формировании в полупроводниковой матрице наноразмерных кластеров, в состав которых могут входить атомы вводимых примесей, атомы собственных компонентов, а также собственные точечные дефекты кристаллической решетки.

Электронный спектр идеальной квантовой точки представляет собой набор дискретных уровней, разделенных областями запрещенных состояний, и соответствует электронному спектру одиночного атома, хотя реальная квантовая точка при этом может состоять из сотен тысяч атомов. С приборной точки зрения это дает возможность устранить основную проблему современной микро- и оптоэлектроники – «размывание» носителей заряда в энергетическом окне kT , приводящее к деградации свойств приборов при повышении рабочей температуры.

Высокая концентрация кластеров, наноразмерных структур, и наличие встроенных электрических полей способствует быстрому захвату и рекомбинации неравновесных носителей заряда. Например, характерные времена жизни носителей заряда, экспериментально измеренные в арсениде галлия, содержащем кластеры мышьяка, составляют единицы пс. Большое удельное сопротивление в сочетании с рекордно малым временем жизни носителей заряда делают эти структуры привлекательными для различных применений в сверхбыстродействующей полупроводниковой электронике.

Большое внимание в настоящее время уделяется созданию структур с квантовыми точками, поскольку в отличие от квантовых ям они обладают рядом только им присущих особенностей. К ним следует отнести, например, снятие запрета по квазиимпульсу на не прямые оптические переходы; дискретный спектр энергетических состояний в квантовых точках с энергетическими зазорами между уровнями $E > kT$. Наличие дискретности энергетических уровней способствует созданию полупроводниковых приборов, обладающих температурно-независимыми оптическими свойствами: путем селективного травления, роста на профилированных подложках, на сколах кристаллов. Качественный прорыв в этой области связан с использованием эффектов самоорганизации полупроводниковых наноструктур на кристаллических поверхностях. Такие структуры могут возникать в замкнутых системах, например, при отжиге образцов или при длительном прерывании роста, а также в открытых системах в процессе роста кристалла.

Литература к главе 2

1. Грудман М. Основы физики полупроводников / М. Грудман. – М.: Физматлит, 2012.
2. Алферов Ж.И. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики / Ж.И. Алферов: ФТП, 1998, т. 32, № 1. –3–18 с.
3. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки / М. Херман. – М.: Изд-во «Мир», 1989. – 240 с.
4. Несмелов И.М. Введение в оптоэлектронику / И.М. Несмелов, С.В. Рагинов, В.П. Иванов. – Казань: Отечество, 2006, 278 с.
5. Мильвидский М.Г. Наноразмерные атомные кластеры в полупроводниках – новый подход к формированию свойств материалов / М.Г. Мильвидский, В.В. Чалдышев: ФТП, 1998, т. 32, № 5. – с. 419–522.
6. Кравченко А.Ф. Электронные процессы в твердотельных системах пониженной размерности / А.Ф. Кравченко, В.Н. Овсянко. – Новосибирск: Изд-во Новосибирского университета, 2000. – 447 с.
7. Филачев А.М. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы / А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Грищенко. – М.: Физматкнига, 2007. – 287 с.
8. Нанотехнологии в полупроводниковой электронике / Отв. редактор А.Л. Алеев. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2007.
9. Сизов Ф.Ф. Фотоэлектроника как система видения в невидимых участках спектра / Ф.Ф. Сизов. – Киев: Академ. периодика, 2008.
10. Щука А.А. Наноэлектроника / А.А. Щука. – М.: Физматкнига, 2007.
11. Филачев А.М. Твердотельная фотоэлектроника. Фоторезисторы и фотоприемные устройства / А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Грищенко. – М.: Физматкнига, 2012. 363 с.

ГЛАВА 3. МАТЕРИАЛЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ПРОПУСКАЮЩИХ И ПОГЛОЩАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

3.1. Общие вопросы

Материалы, используемые в фотоэлектронике, в основном представлены кристаллическими полупроводниками, хотя в последние десятилетия наметилась тенденция расширения номенклатуры материалов в сторону органических соединений, стекол и сегнетоэлектриков.

Материалы, которые применяются в оптическом диапазоне спектра, условно можно разделить на две группы:

- 1) материалы, пропускающие излучение;
- 2) материалы, поглощающие излучение, на основе которых создаются приемники излучения.

Материалы первого типа в определенной области спектра должны иметь минимальное поглощение, т.е. коэффициент поглощения $\alpha \rightarrow 0$. Материалы второго типа должны обладать в рабочей области спектра большим поглощением. В ряде случаев $\alpha \approx (10^4 - 10^6) \text{ см}^{-1}$.

Полупроводниковые фотоэлектронные материалы классифицируются по группам периодической системы элементов и разделяются на элементарные, двойные, тройные и четвертные химические соединения и твердые растворы. Причем, так же как и развитие микроэлектроники, становление фотоэлектроники началось с использования базовых материалов полупроводниковой электроники – германия и кремния. Однако уже в 60-ых годах XX века были разработаны способы получения фотоактивных двойных материалов групп A_2B_6 и A_3B_5 . Эти материалы имеют кристаллическую структуру типа сфалерита. Соединения A_2B_6 обладают ковалентно-ионным характером химической связи, а для соединений A_3B_5 характерна преимущественно ковалентная связь с некоторой долей ионной составляющей. Большинство материалов групп A_2B_6 и A_3B_5 относится к прямым полупроводникам.

Затем появились тройные соединения. Одним из первых таких соединений, не потерявших среди более поздних соединений, был теллурид кадмия и ртути $CdHgTe$, получивший аббревиатурное название КРТ. Конкурентами КРТ стали соединения $MnHgTe$, $PbSnTe$, $PbSnSe$, $AlGaSb$, $InGaSb$, $InAlAs$, $InGaAs$, нашедшие широкое применение в гетеропереходных структурах фотоприемников. Появились и четверные

полупроводниковые соединения типа AlGaInP, AlGaAsSb. Варьирование компонент в твердых растворах тройных и четверных соединений позволяет в больших пределах изменять ширину запрещенной зоны (рис. 3.1) [1].

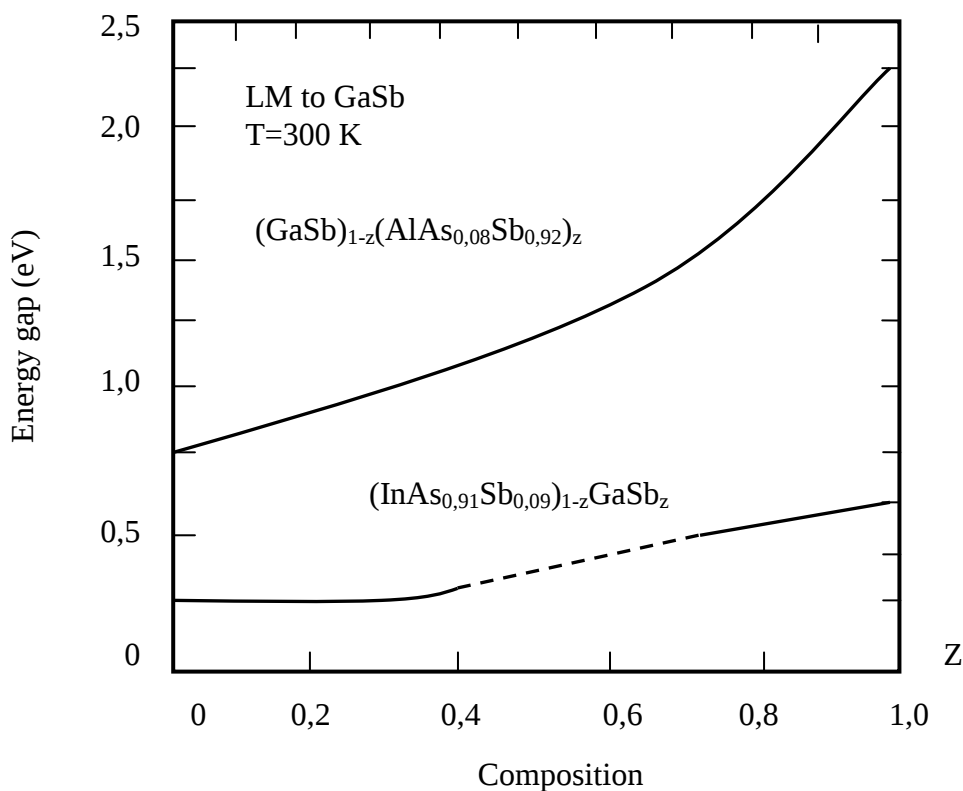


Рис. 3.1. Зависимость ширины запретной зоны от состава (Z) для твердых растворов GaSb

В таблице 3.1 представлены сведения о ширине запрещенной зоны и некоторых других важных параметрах ряда полупроводниковых материалов.

Таблица 3.1. (начало)

Параметры ряда элементарных, двойных, тройных и четверных полупроводниковых материалов, используемых в фотоэлектронике и фотоэнергетике [1]

Материал	Тип кристаллической структуры	Тип зонной структуры	Период кристаллической решетки, Å°	ε_g ЭВ, 300 К	Подвижность	
					μ_n	μ_p
1	2	3	4	5	6	7
Ge	кубическая	непрямозонный	5,56	0,805	3600	1800
C-Si	кубическая	непрямозонный	5,54	1,14	1500	480

Таблица 3.1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
α -Si		прямозонный		1,7		
пористый Si		прямозонный		1,8–2,9		
ZnS	кубическая	прямозонный	5,41	3,68	165	5
ZnSe	кубическая	прямозонный	4,8	2,8		
CdS	тексаг.	прямозонный	5,82	2,58	340	50
CdTe	кубическая	прямозонный	6,48	1,55	655	60
PbS	кубическая	прямозонный	5,94	0,41	640	800
PbSe	кубическая	прямозонный	6,12	0,17	1200	850
PbTe	кубическая	прямозонный	6,46	0,31	2100	840
JnSb	кубическая	прямозонный	6,47	0,185	80000	1250
JnAs	кубическая	прямозонный	6,05	0,36	33000	460
JnP	кубическая	прямозонный	5,87	1,35	3400	150
GaSb	кубическая	прямозонный	6,09	0,79	4000	200
GaAs	кубическая	прямозонный	5,65	1,43	8500	450
Al _{0,8} Ga _{0,2} As				2,09	500	30
Al _{0,4} Ga _{0,6} As				1,92	500	30
AlInP				2,4	100	10
InGaP				1,9	500	30
CuInSe ₂				1,0		
CuGaSe ₂				1,68		
InAsSb				0,1		
GaInAs				0,6		
Al _{0,6} Ga _{0,4} InP				2,26	100	50
GaInAsP				2,3		

3.2. Пропускающие материалы

Пропускающие материалы – твердые тела, обладающие прочностью, твердостью, влагуостойчивостью. В настоящее время разработано большое количество стекол высокого качества, прозрачных не только в видимом диапазоне спектра, но и в ИК-области спектра; созданы полупроводниковые материалы большого размера и чистоты, оптические керамики, халькогенидные стекла.

В большинстве случаев излучение объекта наблюдения поступает в приемное устройство оптико-электронного прибора, измененным по величине

и спектральному составу, за счет действия промежуточной среды, в которой оно распространяется. При этом часть энергии излучения поглощается средой, часть отражается, часть рассеивается и только оставшаяся часть используется в приборе. Для современных оптико-электронных приборов средой ослабления излучения являются следующие промежуточные среды:

- 1) атмосфера;
- 2) пропускающие материалы для создания оптических элементов, фокусирующих излучение от объекта на приемник.

Существует три физически разнородных процесса, вызывающих ослабление излучения атмосферой: рассеяние излучения молекулами атмосферных газов; рассеяние излучения частицами дымки, а также частицами, из которых состоят туманы и облака; рассеяние парами воды. Структура полос поглощения в инфракрасной области спектра сложна [2]. Оптические приборы, передающие изображение источника излучения (предметы, изображения) на приемное устройство, представляют собой определенную оптическую систему. Во-первых, лучистый поток от исследуемого объекта проходит через слой атмосферы и несколько ослабляется и рассеивается (хотя проходит через атмосферные окна). Далее лучистый поток проходит через оптическую систему (защитная пластинка, фокусирующая система – линзы, призмы, фильтры, диафрагмы). Первая функция оптической системы состоит в том, чтобы собрать большой поток приходящего излучения и с меньшими потерями направить его на приемник. Вторая функция заключается в оптической фильтрации приходящего сигнала для увеличения отношения величины сигнала к шуму фона. Задача – обеспечить качество изображения, на что влияет дифракция, которая является следствием волновой природы света, и аберрации, которые зависят от дисперсии оптических материалов и от геометрических параметров поверхностей системы.

В настоящее время уже совершенно недостаточно указывать только область пропускания и значения показателя преломления материала. При выборе материала для конкретной системы нужно рассматривать следующие его свойства: спектральное пропускание и изменение его с температурой, показатель преломления и изменение его с температурой, твердость, плотность (удельный вес), теплопроводность, тепловое расширение, удельную теплоемкость, температуру размягчения и плавления.

3.2.1. Одинарные пропускающие элементы

Вот уже почти полвека германий и кремний стали одними из основных материалов фотоэлектроники, причем как в качестве пропускающих, так и поглощающих элементов. Если первое качество относится к инфракрасному диапазону излучения, то второе используется в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах оптического спектра.

В качестве пропускающей среды для оптических элементов инфракрасного диапазона (линзы, объективы, окна, фильтры и т.д.) широко применяется монокристаллический германий. Преимуществом германия по сравнению с другими кристаллами (напр., ионными NaCl, KCl, KBr) являются такие характеристики, как малый коэффициент теплового расширения, большая теплоемкость, высокие критические температуры, негигроскопичность, технологичность оптической обработки, высокая теплопроводность, которая имеет тенденцию увеличиваться с уменьшением ионной составляющей связи.

Кристаллический германий, благодаря механической прочности, устойчивости к атмосферным воздействиям, относительно высокой прозрачности, возможности получения крупногабаритных заготовок, является одним из основных материалов для применения в спектральном диапазоне 2–14 мкм. На эту область спектра приходится основная часть энергии излучения, испускаемого тепловыми объектами.

Область прозрачности монокристаллического германия при 300 К приходится на длины волн (2–14) мкм. При $\lambda \geq 15$ мкм проявляются фоновые полосы (спектр решетки), а в ряде образцов виден спектр связанного кислорода. Полоса фундаментального решеточного поглощения в германии наблюдается вблизи ~ 27 мкм.

Край основной полосы поглощения германия при 300 К находится у 1,85 мкм (0,67 эВ), при 77 К – у 1,67 мкм (0,74 эВ), и обусловлен переходами носителей заряда из валентной зоны в зону проводимости. Форма края поглощения определяется наличием прямых и непрямых переходов носителей заряда в материале.

На рис. 3.2 показано смещение края основной полосы поглощения (коротковолновой границы пропускания) германия в зависимости от температуры.

Перегиб на кривых рис. 3.2 при $\alpha = 102 \text{ см}^{-1}$ указывает на переход от непрямого поглощения к прямому поглощению фотонов. С понижением температуры граница пропускания смещается в коротковолновую область спектра; температурный коэффициент ширины запрещенной зоны в германии $d\varepsilon_g/dT = -3,9 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$. Линейная зависимость ε_g от T сохраняется от 300 К почти до 150 К.

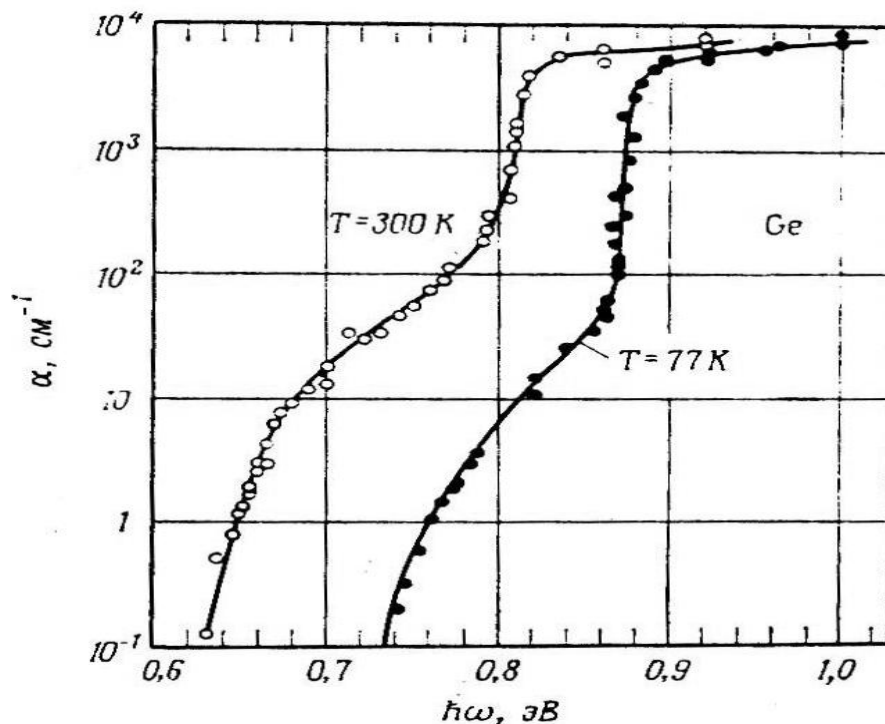


Рис. 3.2. Край поглощения света в германии при температурах 77 и 300 К

Коэффициент отражения от поверхности собственного германия электронного типа проводимости в ИК области спектра равен 36 %, а коэффициент пропускания непросветленного образца - ≤ 47 %. Нагрев образца германия до 100–120 °С уменьшает его пропускание в 2 раза, а при нагреве до 160–200 °С образец становится мало прозрачным [3].

На рис. 3.3 представлен спектр пропускания образца германия *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением ~ 23 Ом·см.

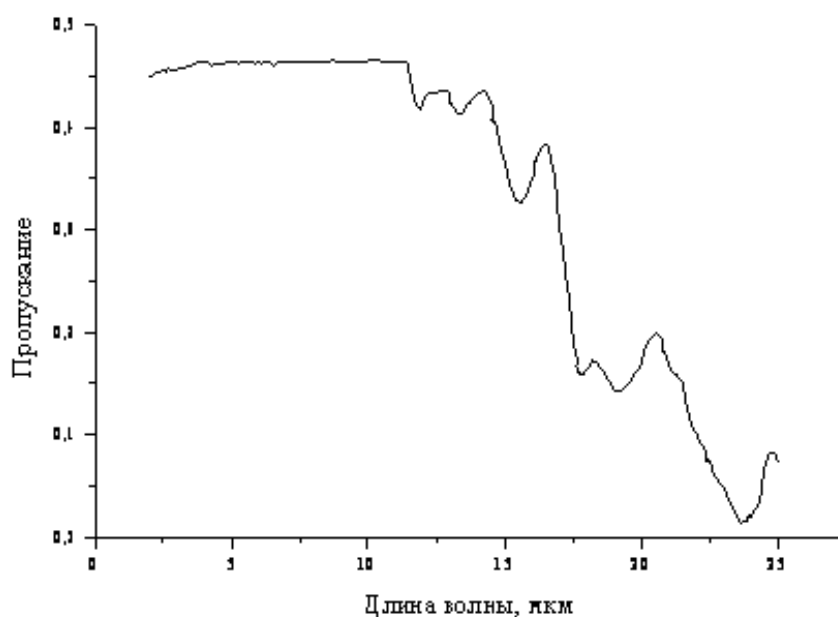


Рис. 3.3. Спектральное пропускание германия толщиной 5,72 мм, 300 К [3]

В работе [4] было рассмотрено применение монокристаллического германия в качестве оптической пропускающей среды. Показано, что в реальных образцах германия при 10,6 мкм и 300 К минимальное поглощение равно $\alpha \approx (1,2 \dots 2,2) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Особенностью реального полупроводника является неизбежное присутствие в нем как донорных, так и акцепторных примесей. Известно, что в германии дислокации, вакансии и термоакцепторы образуют мелкие акцепторные уровни с концентрацией $\geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для получения монокристаллов *n*-типа требуется введение донорной примеси несколько большей, чем акцепторной, т.е. реальный полупроводник всегда частично компенсирован.

В.Л. Бонч-Бруевич и С.Г. Калашников в монографии [5] высказали идею о том, что при освещении полупроводник находится в термодинамически неравновесном состоянии, и выражения для концентрации электронов и дырок, полученные для стационарного случая, должны быть изменены. Появление в зонах неравновесных электронов и дырок можно описать, как «расщепление» первоначального уровня Ферми на два квазиуровня, каждый из которых смещается по направлению к своей зоне. Это приводит к тому, что в материале *n*-типа, особенно в компенсированном, наблюдается поглощение, обусловленное переходами носителей заряда между подзонами валентной зоны. В работе [6] это положение подтверждено для полупроводников с кейновской зонной структурой. На рис. 3.4 представлены спектральные зависимости сечений поглощения $\beta = \alpha/n(p) \text{ см}^2$ для монокристаллов германия *n*- и *p*-типа проводимости при 300 К [6].

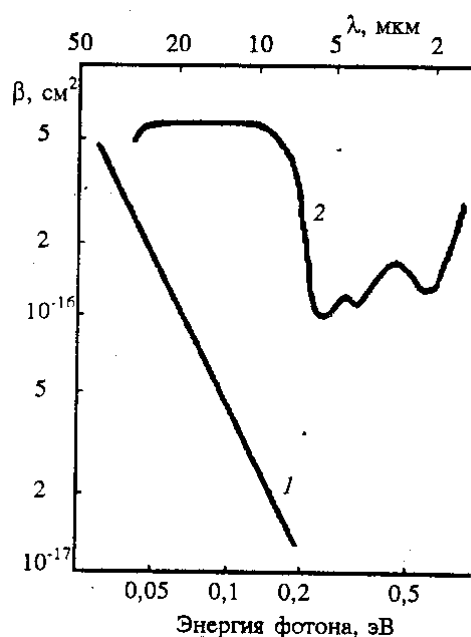


Рис. 3.4. Спектральная зависимость сечений поглощения электронов (1) и дырок (2) в германии

Как видно на рис. 3.4, в широкой области спектра, вплоть до ~ 30 мкм, сечение поглощения дырками β_p значительно превосходит сечение поглощения электронами β_n , т.е. в германии особой степени чистоты, в котором концентрация акцепторов немногим меньше концентрации доноров, поглощение, связанное с межподзонами переходами носителей заряда в валентной зоне, в основном определяет оптические свойства германия за краем основной полосы. В работе [4] было показано, что реальные образцы германия, применяющиеся в качестве оптической среды, особой степени чистоты (с собственной концентрацией носителей заряда) имеют коэффициент поглощения $\alpha \approx 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = (10-12)$ мкм и $\alpha \approx 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = (3-5)$ мкм. Для контроля заготовок из германия должны быть применены методы для измерения столь малых значений коэффициента поглощения. Например, измерение образцов германия необходимо проводить на образцах большой толщины и в параллельных пучках света (из-за большого показателя преломления германия).

В работе [7] приведено рассмотрение зависимости коэффициента поглощения от удельного сопротивления монокристаллического германия, используемого в качестве оптической среды для ИК-области спектра. Поскольку реальные монокристаллы германия электронного типа проводимости являются материалами компенсированными, т.е. содержащими как доноры N_d , так и акцепторы N_a , при одной и той же разностной концентрации носителей заряда $\Delta N = (N_d - N_a)$ могут соответствовать разные значения суммарной концентрации носителей ($N_d + N_a$). В работе показано, что α и ρ являются функциями двух переменных и невозможно сопоставить измеренному значению удельного сопротивления определенную величину коэффициента поглощения материала. На рис. 3.5 представлена рассчитанная зависимость α от ρ для различных значений N_d .

Таким образом, для определения коэффициента поглощения образца германия необходимо знать, кроме удельного сопротивления, подвижность носителей заряда. В качестве пропускающей оптической среды необходимо работать со слабо компенсированными кристаллами германия электронного типа проводимости, у которых удельное сопротивление $\rho > 30 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и подвижность $\mu > 3600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Проведенное сравнение теоретических данных с экспериментальными значениями, полученными на образцах германия марок ГМО (германий оптический) и ГЭС (германий электронный), показало удовлетворительное соответствие между ними.

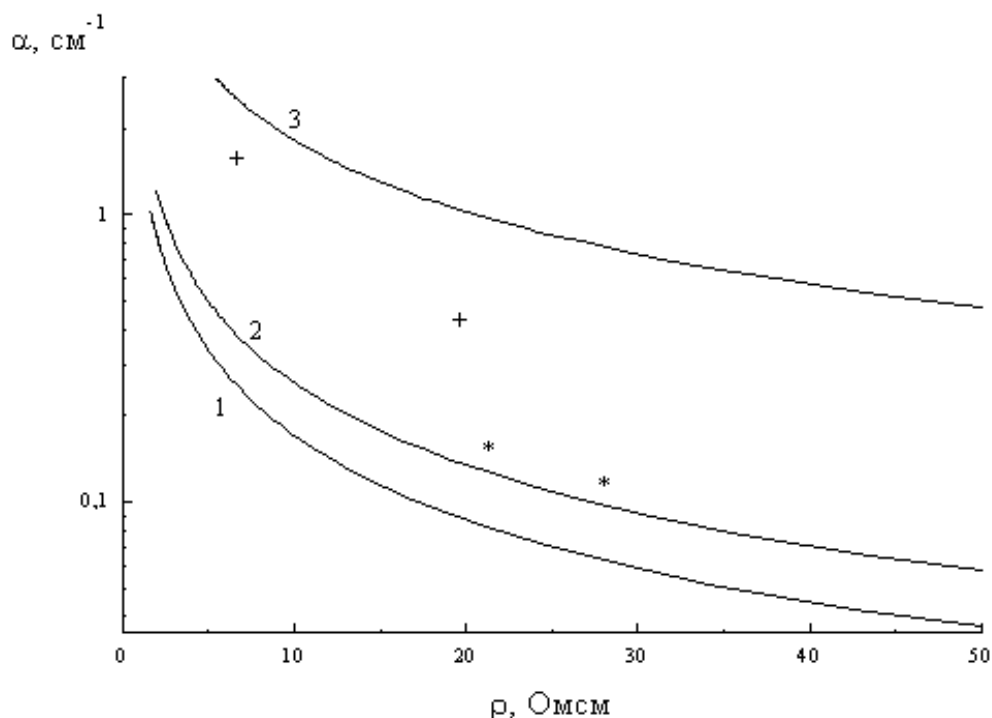


Рис. 3.5. Зависимость коэффициента поглощения α от удельного сопротивления ρ (300 К, 10,6 мкм), $N_{\text{пр}}, \text{см}^{-3}$: $1-5 \times 10^{15}$, $2-5 \times 10^{16}$, $3-5 \times 10^{17}$.

Образцы ГМО – *, образцы ГЭС – +

Из сопоставления эксперимента с расчетными кривыми установлено, что образцы марки ГМО имеют меньшую суммарную концентрацию примесей ($\sim 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), чем образцы марки ГЭС ($\sim 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Кремний (Si), элемент IV группы периодической системы элементов, открыт в 1824 году Берцелиусом. По распространению в природе он занимает второе место после кислорода. Земная кора содержит 26 % Si. В природе Si встречается в виде окислов, а также в солях кремниевых кислот.

Кремний кристаллизуется в решетке типа алмаза. В настоящее время можно получать кристаллы кремния большого диаметра высокого качества, но необходимо иметь материал с уменьшенным содержанием кислорода, поскольку кислород дает полосы поглощения при 9,0 и 19,4 мкм. Область прозрачности кремния – от 1,2 до $\sim 6,6$ мкм. В более длинноволновой области наблюдается структура полос поглощения кислорода и фоновые полосы. На рис. 3.6. представлен спектр пропускания образца кремния.

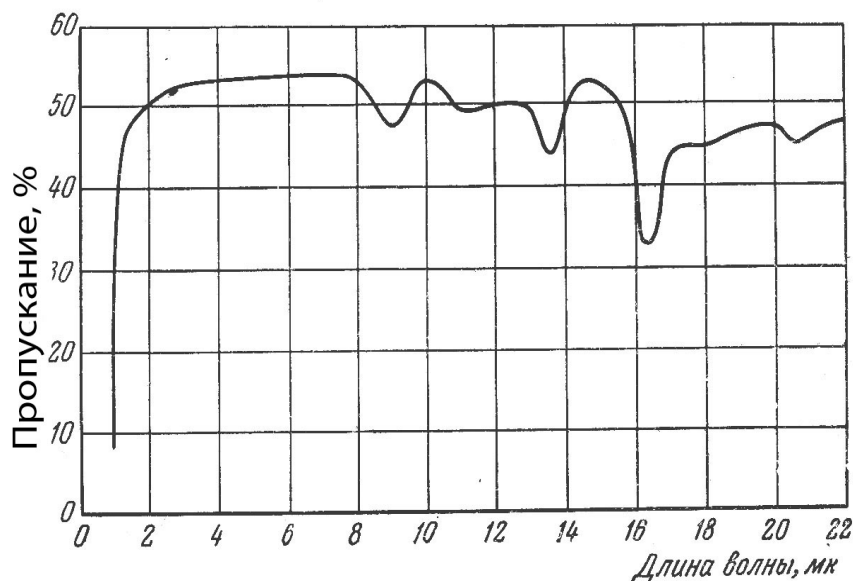


Рис. 3.6. Спектральное пропускание кремния толщиной 0,5 мм
(удельное сопротивление 150 Ом·см)

Оптические переходы в кремнии являются непрямыми. Ширина запрещенной зоны для прямых переходов в зависимости от температуры и экстраполяции к $T = 0$ К дает значение $\varepsilon_g = 1,166$ эВ. При температурах выше ~ 250 К для непрямых переходов ε_g линейно уменьшается с температурой: $d\varepsilon_g/dT \approx -2,8 \cdot 10^{-4}$ эВ/К (рис. 3.7).

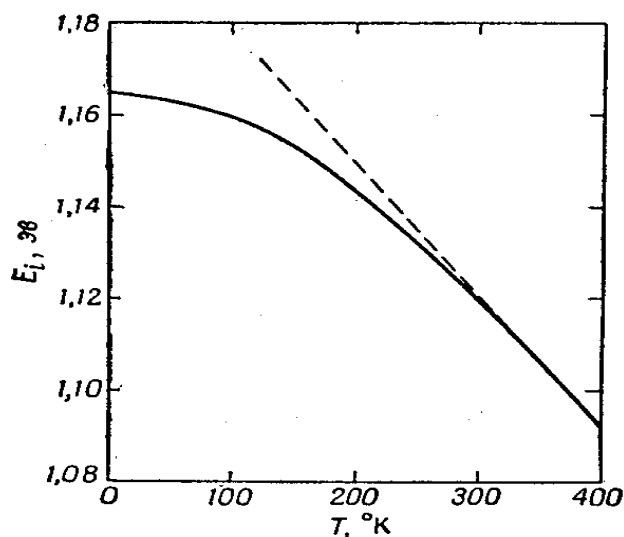


Рис. 3.7. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны кремния [8,9]

На рис. 3.8, б даны детали края поглощения в области малых уровней поглощения; видны области, связанные с участием различных фононов.

Некоторые авторы наблюдали в материале n -типа слабую полосу поглощения в области длин волн, непосредственно примыкающей к краю поглощения. Это поглощение, вероятно, связано с переходами носителей заряда из экстремумов $\langle 100 \rangle$ в расположенные выше экстремумы зоны проводимости. Значение длинноволнового показателя преломления $n = 3,416$.

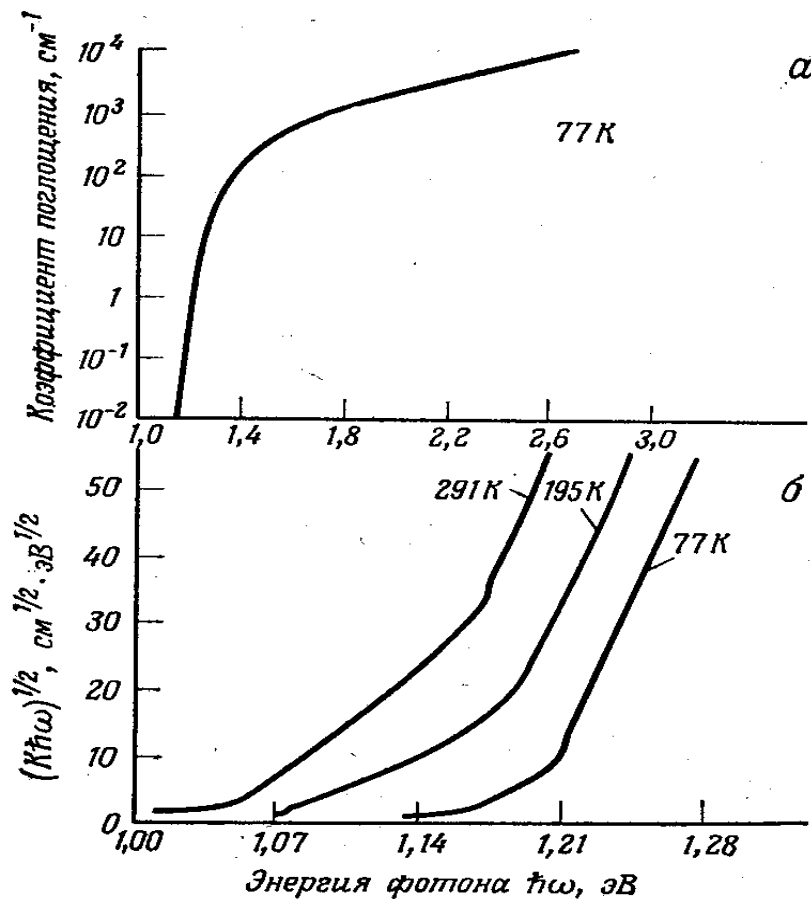


Рис. 3.8. Край поглощения в кремнии [9]

В таблице 3.2 представлены коэффициенты отражения R , коэффициенты преломления (n) и поглощения (k) в зависимости от длины волны ($\lambda = 1,0\text{--}4,5$ мкм). Точность измерения оптических констант, представленных в таблице, была не хуже 0,5 %.

В работе [10] рассмотрены оптические свойства монокристаллов кремния. Согласно расчетным данным, монокристаллический кремний с величиной $\alpha \leq 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ и $\rho > 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, в котором примесное рассеяние носителей заряда незначительно, может быть рекомендован для применения в качестве прозрачной оптической среды в спектральном диапазоне 3–5 мкм. Такую же величину коэффициента ослабления имеют

реальные монокристаллы кремния n -типа с $\rho > 3$ Ом·см и p -типа с $\rho > 40$ Ом·см. Для оптических деталей, подвергающихся высокотемпературному нагреву при эксплуатации (например, обтекатели), предпочтительным является монокристаллический кремний p -типа.

Таблица 3.2

Оптические параметры кремния [9]

Длина волны, мкм	Коэффициент отражения, %	Показатель преломления	Показатель поглощения
1,0	31,40	3,549	0,006
1,5	30,68	3,483	0,005
2,0	30,35	3,453	0,000
2,5	30,21	3,441	0,000
3,0	30,13	3,434	0,001
3,5	30,07	3,428	0,001
4,0	30,05	3,427	0,001
4,5	30,01	3,423	0,003

В заключение заметим, что монокристаллический материал требует соблюдения кристаллографической ориентации, особенно при механической обработке оптических элементов (резка, шлифовка, полировка). Кроме того, в монокристалле образуются напряжения, что может привести к анизотропии его оптических свойств. Аморфные и поликристаллические полупроводники, обладая практически теми же, что и кристаллы, оптическими характеристиками, изотропны и более технологичны. Отсутствие плоскостей спайности увеличивает устойчивость материала к механическим и тепловым ударам.

В настоящее время классические полупроводники, германий, кремний, соперничают с новыми материалами. В первую очередь это объясняется отчасти финансовыми соображениями, а также желанием иметь материал, который обладает прозрачностью в видимой области спектра и пропускает ИК излучение. В качестве оптической пропускающей среды могут рассматриваться бинарные соединения группы A_2B_6 (сульфид цинка, теллурид кадмия), соединения группы A_3B_5 (арсенид и антимонид индия, арсенид галлия, фосфид галлия и др.), группы A_4B_6 (селенид свинца, селенид олова). Нашли широкое применение сложные соединения – тройные и четверные.

Одним из таких материалов является селенид цинка, широко применяющийся в качестве пропускающей среды.

3.2.2. Пропускающие двойные и тройные соединения

В последнее время разработчики оптических систем пытаются найти материал, альтернативный германию, обладающий прозрачностью в видимой области спектра и пропускающий ИК излучение. При этом не последнюю роль играет стоимость материала.

Полупроводниковые соединения элементов 11 и V1 групп таблицы Менделеева занимают видное место в современной физике и технике, являясь одними из наиболее важных и перспективных материалов для ряда быстро развивающихся областей науки и техники. Наличие «прямых» зон делает возможным получение эффективного лазерного и люминесцентного излучения. Отсутствие центра инверсии и сильное электрон-фононное взаимодействие делают полупроводники A_2B_6 незаменимыми в акустоэлектронной технике [11].

В период с 1957 по 1967 гг. была разработана технология высокотемпературного прессования и получены поликристаллы MgF_2 , CaF_2 , ZnS , $ZnSe$, $CdTe$, MgO , также увеличены габариты получаемых химическим газофазным осаждением (CVD-технология) кристаллов селенида и сульфида цинка. Эти материалы стали широко применяться для изготовления оптических окон, пропускающих ИК излучение. В последнее время наибольший интерес для ИК-оптики представляет образцы селенида цинка. Только развитие CVD-технологии позволило получить селенид цинка с предельными оптическими и механическими характеристиками.

Селенид цинка – синтетический монокристалл, редкий природный минерал – штилленит. Селенид цинка – прямозонный полупроводник [12].

В таблице 3.3 даны значения показателя преломления селенида цинка в зависимости от длины волны.

Таблица 3.3

Зависимость показателя преломления $ZnSe$ от длины волны

λ , мкм	0,589	1,0	1,5	2,0	8,0	10,6	13
n	2,61	2,48	2,45	2,44	2,418	2,404	2,386

Температурный коэффициент показателя преломления $dn/dT = 48 \cdot 10^{-6} K^{-1}$.

Основными областями применения селенида цинка являются лазерная оптика и устройства приема и регистрации слабого ИК излучения. И если для

мощных лазерных применений в области 10,6 мкм селенид цинка в настоящее время практически является незаменимым материалом, то по-иному обстоит дело, когда речь идет об его использовании в так называемых *FLIR*-системах, (*Forward Looking Infra Red – systems*).

Одним из важнейших требований, предъявляемых к окну, является требование внесения минимальных искажений в информационный сигнал от объекта и высокая чувствительность системы в целом, которая определяется отношением сигнал/шум и которая ухудшается при увеличении температуры окна из-за возрастания тепловых шумов. На рис. 3.9 приведено относительное пропускание системы *FLIR* в зависимости от температуры окна для трех типов материалов, полученных химическим осаждением из газовой фазы [13]. В случае использования окна из *ZnSe* ухудшения качества системы по этому параметру практически не происходит.

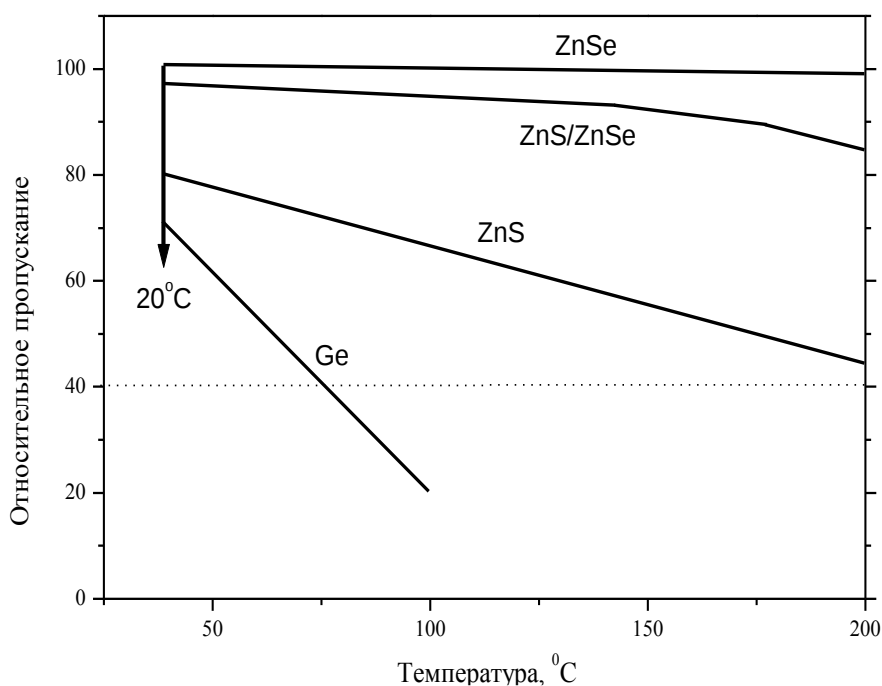


Рис. 3.9. Относительное качество *FLIR*-системы в зависимости от температуры окна, $T_{\text{окна}}$, для различных материалов (диаметр окна 300 мм, толщина 10–15 мм)

Однако селенид цинка — мягкий материал и слишком чувствителен к столкновениям с каплями дождя и твердыми частицами. На рис. 3.10 представлено относительное изменение величины оптического пропускания окон, изготовленных из *CVD-ZnS* и *CVD-ZnSe*, происходящее в результате высокоскоростной бомбардировки их поверхности каплями воды. Как видно на рис. 3.10, по своей коррозионной устойчивости

селенид цинка существенно уступает сульфиду цинка. Поэтому из селенида цинка изготавливаются окна для космических аппаратов, где практически нет атмосферы и окно не подвергается эрозионному воздействию. Так, например, окна из селенида цинка устанавливались на космических приборах.

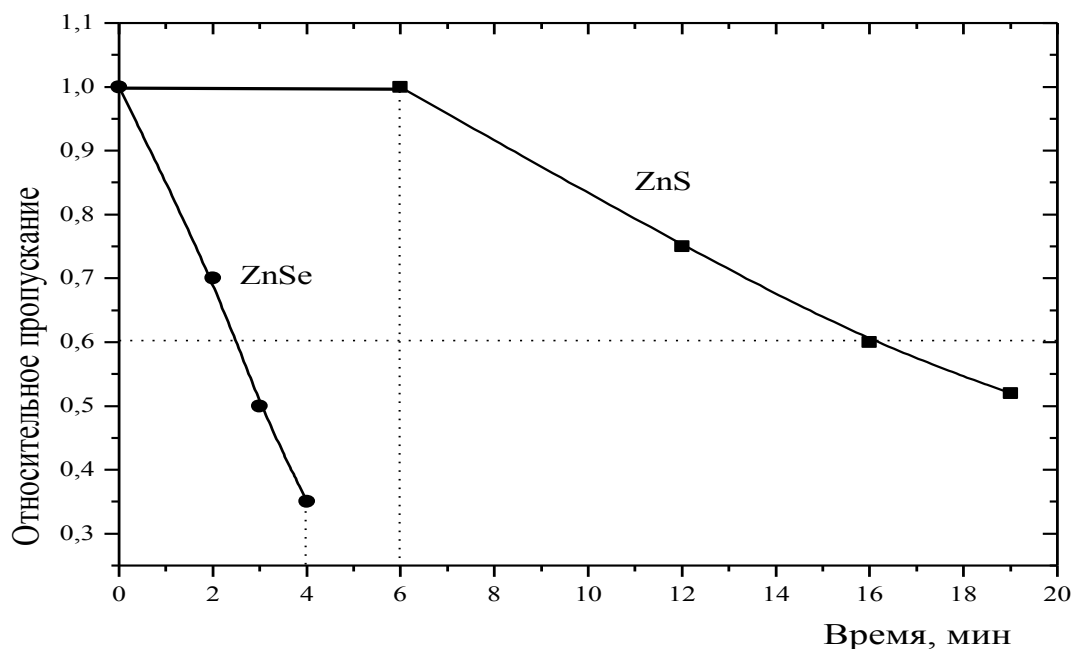


Рис. 3.10. Сравнительное сопротивление дождевой эрозии образцов сульфида цинка (CVD-ZnS) – прямоугольник, и селенида цинка (CVD-ZnSe) – точки, (диаметр капли 0,75 мм, скорость бомбардировки 100 м/с)

При использовании окна в летательных устройствах, эксплуатируемых в плотных слоях атмосферы, важно, чтобы элемент не деградировал и не разрушался при контакте с частичками пыли, льда, влаги и т.д. С этой целью ранее использовались окна из германия, который обладает превосходными механическими свойствами, однако не пригоден для использования там, где возможен аэродинамический нагрев. Так, например, полет на высоте ниже 1,5 км при скорости около 1000 км/ч (0,8 М) приводит к уменьшению пропускания окна из германия на 40 %. Практически окна из германия становятся непрозрачными при температурах 150 °С. При скорости 4 М (5000 км/час) в плотных слоях атмосферы температура окна может достигать 400 °С. Поэтому сейчас в основном окна и колпаки *FLIR*-систем для таких скоростных летальных аппаратов изготавливают из сульфида цинка. Однако при использовании сульфида цинка имеется проблема, связанная с тем, что с повышением температуры происходит существенное увеличение экстинкции в

длинноволновой части полосы пропускания *FLI*-системы из-за резкого возрастания решеточного поглощения окна.

Проблема может быть решена путем упрочнения поверхности толстого окна из селенида цинка тонким слоем сульфида цинка. Как показали эксперименты, слои сульфида цинка толщиной, не превышающей 0,5 мкм, могут обеспечить такую твердость, которая сравнима с защитой, обеспечиваемой монолитными окнами из сульфида цинка. Такие композиты обладают хорошими оптическими качествами, и в них не происходит расслоения, несмотря на развитие значительных напряжений за счет различия в коэффициентах теплового расширения. Такой слоистый материал $ZnS/ZnSe$ под названием *Tuftran* применяется за рубежом при конструировании *FLIR*-систем. Рассматриваются и другие методы защиты поверхности, например, нанесением на внешнюю поверхность оптических элементов покрытий из поликристаллического алмаза.

Помимо оптических свойств материала для ИК-оптики, необходимо обращать внимание на его эксплуатационные характеристики (физико-механические свойства, стойкость к воздействию различных сред и др.), технологичность (обрабатываемость, возможность получения деталей нужных размеров и форм, обеспечение требуемого качества поверхности и т.д.), стоимость.

Определенную группу материалов для ИК-оптики представляют бескислородные, халькогенидные инфракрасные стекла (ИКС) [3], предназначенные для работы в области спектра (0,7–17) мкм (таблица 3.4). Смещение края фундаментальных полос поглощения в ИК-область обусловлено заменой кислорода в составе стекол его аналогами в Периодической системе элементов – серой, селеном, теллуром в сочетании с элементами IV и V групп периодической системы. Смещение коротковолновой границы пропускания происходит путем термообработки. Например, в стекле ИКС-27 возможно сместить границу пропускания от 1,7 до 3,7 мкм при сохранении длинноволновой границы (~ 16 мкм). Цифры, обозначающие марку стекла, определяют порядковый номер разработки; чем меньше цифра, тем раньше это стекло было освоено промышленностью.

В последующие годы в качестве прозрачных сред для видимого и инфракрасного диапазона, используемых и как эмиттеры гетероструктур, стали применяться такие материалы как CdS , ZnS , $ZnSe$, $AlInP$, $AlGaAs$, $AlGaInP$. Уместно проследить за использованием материалов, обладающих малым поглощением в различных оптических диапазонах на примере трехкаскадного солнечного фотопреобразователя (рис. 5.9). В первом каскаде, предназначенном для преобразования коротковолновой части

солнечного спектра (400–670 нм) в качестве окна представлен AlGaP, а эмиттера InGaP, во втором и третьем каскадах (700–900 и 900–1650 нм) окнами является также InGaP.

Таблица 3.4

Параметры инфракрасных стекол

Марка	Диапазон пропускания, мкм	Показатель преломления n_2 для $\lambda=2$ мкм	Коэффициент дисперсии $\frac{n_{2,0} - 1}{n_{2,2} - n_{1,8}}$	Коэффициент термического расширения $\alpha_T \cdot 10^7, ^\circ\text{C}^{-1}$	Максимальная рабочая температура, $^\circ\text{C}$
ИКС-23	0,8-9,0	2,4261	201	246	100
ИКС-24	0,8-11,0	2,4098	196	182	160
ИКС-25	1,5-1,7	2,8081	130	220	100
ИКС-27	1,5-16,0	2,6820		177	170
ИКС-28	1-12	2,7285	142	220	100
ИКС-29	1-15	2,6381	153	220	110
ИКС-30	1-11	2,5686	173	122	260
ИКС-31	1-15	2,6380		131	240
ИКС-32	1,5-15,0	3,0351		147	190
ИКС-33	7-16	2,673 для $\lambda = 10$ мкм		225	100

3.2.3. Полимеры для пропускающей оптоэлектроники

Известно, что в качестве оптических сред для создания элементов оптических систем (линз, пластин, призм) на видимую и инфракрасную области спектра применяются различные стекла и полупроводники: германий, кремний, селенид и теллурид цинка и кадмия.

В настоящее время особое внимание уделяется созданию элементов оптических систем на основе полимеров, что позволит изготавливать оптические элементы с улучшенными характеристиками, менее габаритные, более легкие и дешевые.

В 2006 году М. Schaub опубликовал книгу «*Practical Plastic Optics*» [14], в которой обратил внимание на применение полимеров для оптоэлектроники, привел примеры оптических систем с применением полимеров и определил преимущества и недостатки полимеров, применяемых в качестве оптической среды.

Преимущества полимеров: малый удельный вес, низкая стоимость, высокая пластичность, что позволяет прессованием в формах

изготавливать оптические элементы сложной формы: асферические, дифракционные, градиентные поверхности; возможность организации поточного массового производства.

Кроме того, полимеры обладают рядом свойств, немаловажных для создания оптических элементов: низкая теплопроводность, высокая прочность, в 250 раз превышает по ударопрочности стекло, не колется; стойкость к химикатам, атмосферным явлениям; низкая горючесть, пожаробезопасность; защита от жесткого УФ, вредного для здоровья; хорошее светопропускание в видимой и ближней ИК областях спектра; широкий диапазон рабочих температур: от $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+120\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Недостатки полимеров: малый показатель преломления, двулучепреломление, оптическая неоднородность, светорассеяние, повышенный коэффициент термического расширения.

Надо сказать, что некоторые из этих недостатков в настоящее время успешно преодолеваются.

Полимерные материалы наиболее целесообразно применять в массовом производстве. Это детали осветительной и просмотровой оптики (конденсорные линзы, лупы, окуляры микроскопов и т.д.). Для изготовления оптических полимерных деталей применяют почти все методы переработки полимерных материалов: литье под давлением, прессование, механическая обработка (точение, фрезерование, шлифование, полирование). Литье под давлением оптических деталей из термопластов представляет собой наиболее рациональный и производительный способ изготовления оптических деталей и широко используется в массовом и крупно-серийном производстве. Этим способом изготавливаются все виды линз, растры, световоды, зеркала, защитные стекла, колпаки, крышки. Из полимеров можно отливать детали сложной конструкции, которые практически невозможно изготовить из неорганических стекол.

Формы для прессования изготавливают из стекла и металла, формирующие поверхности должны иметь параметр шероховатости не более $0,005\text{ мкм}$. Прессованием в форме изготавливают очковые линзы, контактные линзы, зеркала. При изготовлении полимерных линз за контрольные параметры принимают их фокусное расстояние и разрешающую способность.

Наиболее перспективными пропускающими средами для видимой и инфракрасной областей спектра являются оптические полимеры: полистирол (ПС), поликарбонат (ПК), полиметилметакрилат (ПММА) [15]. В видимой области спектра большинство полимеров не имеет полос поглощения. В инфракрасной (ИК) области спектра все полимеры обладают полосами поглощения, что связано с их химическим составом и строением,

внутримолекулярными колебаниями. Низкая прозрачность в ИК-области спектра обусловлена не только поглощением, а значительным светорассеянием.

На рис. 3.11 представлены спектры пропускания оптических полимеров [15], а в таблице 3.5 даны их основные физико-механические и теплофизические свойства. Для сравнения там же приведены соответствующие данные для неорганического оптического стекла К8.

Таблица 3.5

Физико-механические свойства оптических полимеров

Параметры	ПММА	ПС	ЭП	Стекло К8
Показатель преломления, n_n	1,491–1,495	1,590–1,600	1,504–1,589	1,516
Коэффициент дисперсии Аббе v_n	57,6–58,0	30,8–31,0	33,1–56,0	64,1
Температурный коэффициент показателя преломления, -10^{-5} К^{-1}	8,5–12,4	12,0–14,0	9,2–13,3	0,2
Фотоупругая постоянная С, Б	2,0–11	5,7–10,1	15	2,7
Светопропускание в видимой и ближней ИК области спектра, % (толщина)	89–92 (5 мм)	85–90 (2 мм)	86–91 (10 мм)	92
Плотность, г/см^3	1,18–1,20	1,05–1,10	1,19–1,26	2,52
Модуль упругости, 10^3 МПа	2,9–3,2	2,7–3,1	4,2–5,8	80,7
Температурный коэффициент линейного расширения, -10^{-6} К^{-1}	60–90	63–90	39–75	7,6
Коэффициент водопоглощения (24 часа), %	0,3	0,1	0,1–0,3	
Максимальная температура эксплуатации, К	343–393	343–355	363–473	813
Способы изготовления деталей	литье, прессование, полимеризация в форме, механическая обработка	литье, прессование, механическая обработка	полимеризация в форме, механическая обработка	механическая обработка

Из рисунка 3.11 видно, что эти полимеры могут рассматриваться в качестве оптической среды для видимой области спектра и диапазона 3–5 мкм. При длине волны $\lambda \sim 3,5$ мкм имеются глубокие колебательные полосы поглощения. Несмотря на множество узких полос поглощения в области спектра 8–14 мкм, оптические полимеры (особенно ПММА) имеют хорошее интегральное пропускание. Они являются защитой от жесткого УФ излучения ($\lambda < 290$ нм). Наиболее успешно оптические полимеры применяются для видимой и ближней ИК области спектра 0,4–1,1 мкм. В этом диапазоне пропускание полимеров составляет 82–90 % при толщинах 3–5 мм. Например, ПС толщиной ~ 3 мм в области спектра 100–600 мкм пропускает 70–95 % [3] и может использоваться в космической тематике.

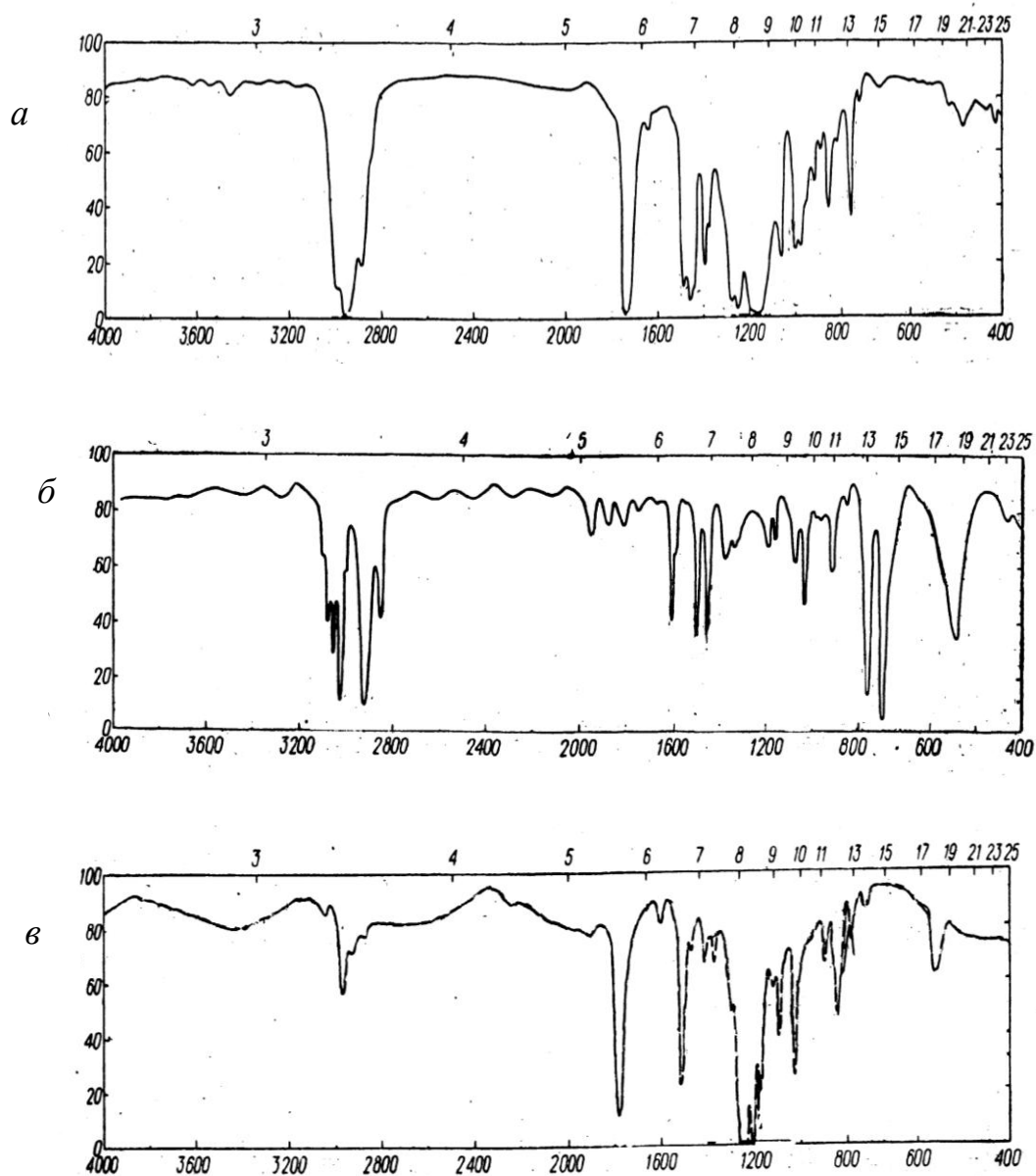


Рис. 3.11. Спектры пропускания полиметилметакрилата (а), полистирола (б), поликарбоната (в)

Отличительной особенностью ПММА является его хорошая прозрачность и атмосферостойкость. Этот материал хорошо формуется, имеет достаточную механическую прочность. Теплостойкость ПММА невысокая, температура размягчения составляет (105–110) °С. ПС в видимой и ближней ИК-области спектра также прозрачен, как и ПММА, но обладает худшей оптической однородностью, в нем легко возникает двулучепреломление. ПС уступает ПММА по атмосферостойкости и ударопрочности, но превосходит по водостойкости и морозостойкости.

Для видимой области спектра и ближней ИК области более двух десятилетий применяется фторированный акрилат полимер *Zeonex* [16]. Этот материал пропускает в области (360–1600) нм, имеет показатель преломления 1,51–1,535; высокую прозрачность – 92 % при толщине (3–5) мм; низкое двулучепреломление; высокую температурную стойкость; высокую механическую и химическую стойкость; низкую водорастворимость, меньше чем ПММА; стойкий к УФ облучению; хорошую пластичность и прессуемость. *Zeonex* применяется для изготовления очковых и контактных линз, в видеотехнике. С помощью *Zeonex* уже свыше 10 лет успешно решается проблема в телекоммуникационном ИК-диапазоне (1,31–1,55 мкм).

На удовлетворение требований к оптическим системам, сочетающим предельные оптические и эксплуатационные характеристики, направлено расширение элементной базы оптики. К современной элементной базе оптических изделий относят асферические преломляющие и отражающие линзы, дифракционные и градиентные элементы.

Асферическая поверхность, как элемент оптической системы, представляет собой гладкую вращательно-симметричную поверхность раздела двух сред. По сравнению со сферической поверхностью она имеет дополнительные коррекционные параметры. Широкое использование асферических поверхностей стало возможным и экономически целесообразным, благодаря появлению современных методов формообразования на основе прецизионной штамповки.

В настоящее время при выборе и разработке оптической системы для инфракрасных приборов (ИК) разного назначения на первый план выдвигаются задачи упрощения оптической системы, а именно: сокращения числа компонентов, уменьшения массы и габаритов, снижение стоимости изготовления оптических деталей и системы в целом. При этом современные оптико-электронные системы предъявляют высокие требования к качеству изображения и светосиле оптической системы путем снижения аберраций, коррекции неоднородности распределения освещенности по угловому полю

системы, улучшения контраста наблюдаемых объектов, высокочастотную коррекцию функции передачи модуляции.

Следует помнить, что при формировании требований к качеству изображения для инфракрасной области спектра необходимо учитывать тот факт, что с ростом длины волны увеличивается дифракционный предел разрешения, а для систем, работающих в рассеивающих средах, качество изображения может во многом определяться влиянием атмосферы. Требования к качеству изображения остаются высокими, учитывая прогресс в создании новых крупноформатных матричных приемников излучения с малыми размерами чувствительных элементов. Многие из перечисленных выше проблем рассматриваются в монографиях [3, 17, 18].

В работах [17, 18] показано, что применение асферических, дифракционных и градиентных линз на основе полимеров позволяет создать оптические системы на 3–5 мкм и на 8–14 мкм с диафрагменным числом 0,8 и с лучшим качеством изображения. Такие системы содержат меньшее количество оптических элементов и в ряде случаев обходятся без применения полупроводниковых сред.

В работе [19] предложена новая технология получения дифракционных линз для ИК-оптики. Асферическая и дифракционная поверхность кремния, которая изготавливалась с помощью алмазного точения, заменена плоской пластиной кремния, покрытой тонкой пленкой прозрачного в ИК области пластика, а далее проведено профилирование под нужную форму прессованием (моллированием). В качестве пластикового покрытия использовались тонкие пленки флюорополимеров и полиэтилена толщиной 0,32–0,74 мм. Несмотря на ряд технологических трудностей, авторам удалось изготовить объектив с хорошим качеством изображения для области спектра 4,19–4,45 мкм с фокусом 50 мм и диафрагменным числом 2,6.

В настоящее время созданы простые и сравнительно дешевые ИК-системы массового применения с неохлаждаемыми приемниками излучения на области спектра 3–5 мкм и 8–14 мкм. В работе [20] сообщается о создании дешевых объективов с применением полимеров для военного и гражданского применения на область спектра 8–14 мкм с фокусным расстоянием 50 мм и диафрагменным числом 0,8. Объектив состоит из двух пластмассовых линз с асферическими и дифракционными поверхностями (поверхностями Френеля). Обе поверхности каждой линзы – асферические, а вторая поверхность элементов – поверхность Френеля. Толщина центральной части линзы равнялась 0,5 мм (рис. 3.12).

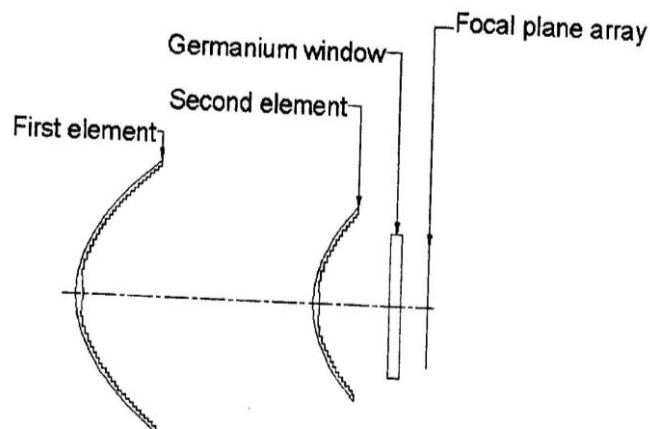


Рис. 3.12. Расположение оптических элементов с линзами из полимеров

Для изготовления линз использовались пластмассы марки *POLY IR 2*. Компанией «*Fresnel Technologies, Inc.*», США, разработана серия пластмасс *POLY IR 1-7*, которые могут применяться для ИК-области спектра. На рис. 3.13, представлены оптические свойства пластмасс *POLY IR* [21].

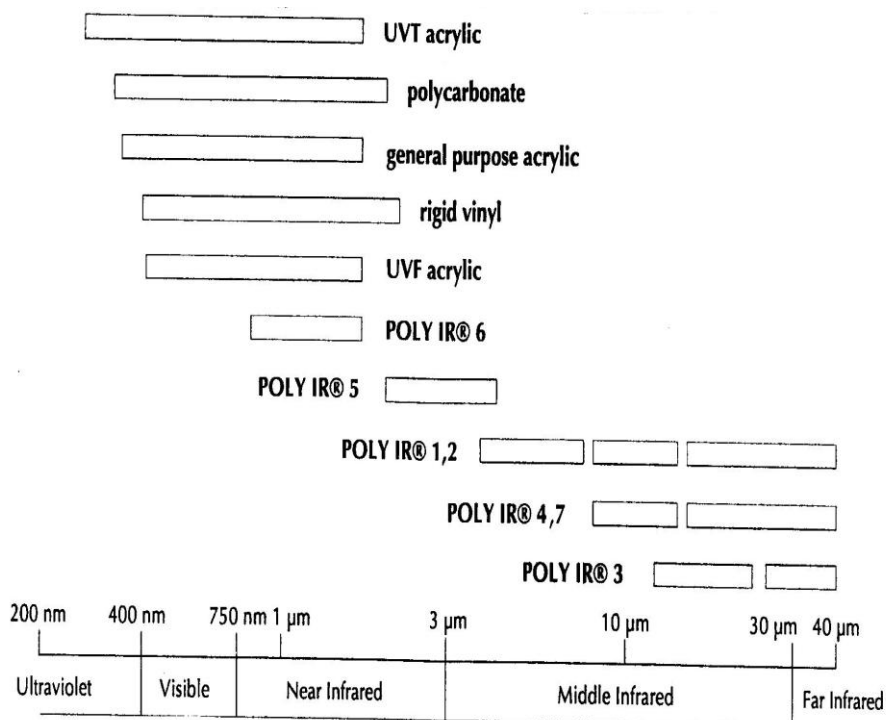


Рис. 3.13. Области пропускания пластических материалов

Дифракционный оптический элемент обычно рассматривается, как идеальный чистый дифракционный элемент без учета дисперсии показателя преломления материала элементов. В работе [21, 22]

рассматривается новая модель дифракционного элемента с учетом дисперсии материала. Показано, что с учетом дисперсии соединений возможно более точное определение параметров гибридной системы.

При создании градиентных линз используют как неорганические стекла, так и полимеры. Полимерные волокна, обладающие большей гибкостью и прочностью, могут быть применены для световодов, способных выдержать многократный изгиб. В последнее время все более широкое применение находят полимерные элементы для оптических систем [23, 24]. В частности было показано, что для конкретной полимерной системы полидиаллилизифталат-полиметилметакрилат сферические aberrации могут быть снижены на порядок по сравнению с aberrациями однородной линзы такой же геометрической формы, изготовленной из полиметилметакрилата. Исследователи работают над созданием объективов, подобных глазу человека, который может быть представлен, как набор биологических пленочных полимеров.

Инновационными были работы по созданию градиентных линз на основе стопы из двух чередующихся нанополимерных слоев. В работах [21, 22] описаны два способа изготовления современных градиентных линз на основе полимеров. Линзы применялись для биомедицинских целей, имели диаметры ~ 20 мм и плоско-выпуклую форму. В работе [19] изготавливалась стопа из 400,0 чередующихся нанополимерных слоев каждый толщиной меньше, чем 10 нм, и с показателями преломления 1,53 и 1,57. Полимеры, которые применялись, представлены в [24]. Если слои достаточно тонки, материал ведет себя как эффективная среда. Слои накладывались друг на друга, и контролировался их показатель преломления. Затем применялось прессование (моллирование) стопы нанополимеров, и была образована плоско-выпуклая GRIN-линза с осевым и радиальным распределением показателя преломления. Обе поверхности градиентной линзы далее обрабатывались алмазным точением. Получены линзы диаметром 20 мм и толщиной в центре 2,87 мм, с фокусным расстоянием 41,2 мм и диафрагменным числом 2,25 и 4,0. Проведено сравнение с классической линзой из гомогенного стекла ВК-7, которое является аналогом стекла К-8 (Стекло ВК-7 является боросиликатным высококачественным оптическим стеклом, с низкой пузырьчатостью, с нулевым сопротивлением и без включений). В результате, были получены линзы с лучшим качеством изображения, с большей концентрацией энергии излучения и с лучшей почти в три раза частотно-контрастной характеристикой по сравнению с линзой из стекла. Вес полимерной линзы был более, чем на порядок меньше, по сравнению с линзой из стекла. Способность собирать падающий свет в

маленькое пятно важно для ряда применений. Исследования проводились с помощью гелий-неонового лазера (632,8 нм) на обеих линзах. *GRIN*-линза собирала на 65 % больше энергии через отверстие размером 50 мкм и на 29 % энергии больше при отверстии размером 10 мкм, чем собиралось энергии с помощью линзы из стекла ВК7.

В работе [22] сообщалось об изготовлении стопы из 4096 слоев нанополимеров толщиной каждого слоя 10 нм из метакрилата (PMMA) с показателем преломления 1,40 и Styrene акрилонитрила (SAN17), с показателем преломления 1,573. Далее применялось прессование и вырезалась плоско-выпуклая линза. Создана система из двух *GRIN*-линз, которая имеет 99,7 % выходной мощности поля изображения и минимальный дифракционный эффект. На рис. 3.14 представлено распределение показателя преломления в каждой из линз по толщине.

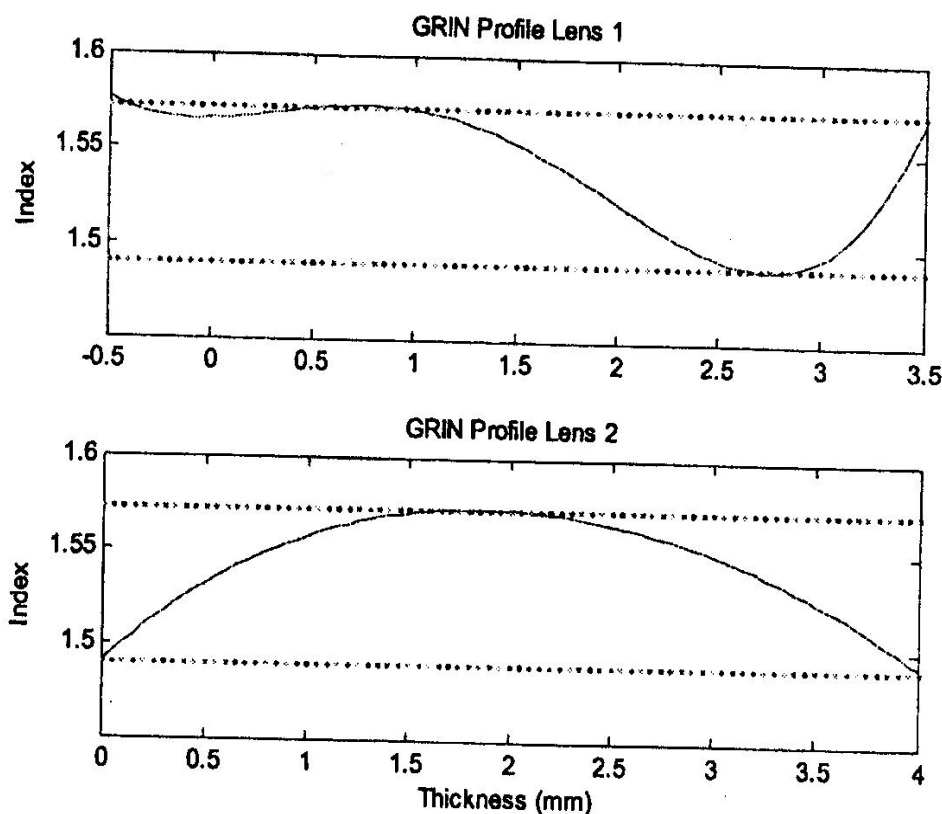


Рис. 3.14. Распределение показателя преломления в линзах по толщине [22]

В результате, гауссово распределение интенсивности излучения входного луча преобразовывалось в прямоугольную форму, представленную на рис. 3.15 с высокой эффективностью пропускания излучения около 100 % и отклонениями на краях менее 3 %.

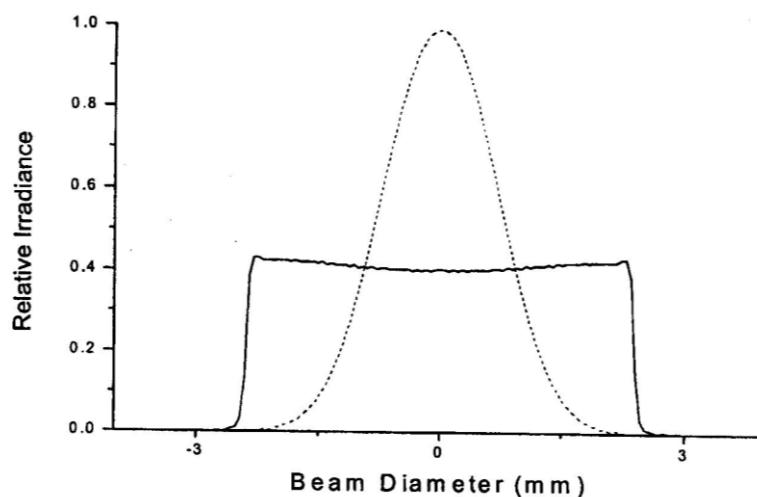


Рис. 3.15. Закон распределения излучения на входе (штриховая линия) и на выходе (сплошная линия) для GRIN-линзы

В последние годы были опубликованы работы по инновационной гибридной оптике [25, 26], где рассматриваются оптические системы: стекло-полимер с улучшенными передаточными функциями за счет соединения материалов с положительным (стекло) и отрицательным (полимер) изменениями показателя преломления в зависимости от температуры.

3.3. Поглощающие (активные) материалы

Фотоэлектроника и фотоэнергетика начали свое развитие с использования уже известных по применению в микроэлектронике материалов: германия и кремния. Фотоприемники на основе этих и других полупроводников должны быть рассчитаны на применение в различных спектральных диапазонах. Уже в конце 40-х – начале 50-х годов XX столетия фотодиоды на видимый и ближний ИК-диапазоны были изготовлены из германия и кремния. Этому способствовал не только уже достаточно разработанная технология производства чистых полупроводниковых материалов, но также развитие других систем промышленного и военного назначения (полупроводниковые лазеры, светодиоды, системы волоконной связи). Ширина запрещенной зоны Ge и Si позволяла использовать эти материалы, как прозрачные окна в среднем ИК-диапазоне, так и в качестве активных сред в видимом и ближнем ИК-диапазонах.

Особенно это относится к кремнию. Кристаллический кремний до сих пор является не только основой микро- и нанoeлектронной техники, но и наиболее употребляемым материалом при создании устройств фотоэнергетики – солнечных батарей [29, 30]. До 80 % всех промышленных

наземных фотоэнергетических систем большой мощности в мире основана на использовании кремниевых активных элементов. По прогнозам кремний и в дальнейшем будет доминировать в промышленности. При объеме производства 1 ГВт в год солнечной энергии и КПД ФЭП порядка 10 % потребление кристаллического кремния составит 1 млн т. в год. Такой большой объем расходного материала привел в последнее десятилетие к разработке новых модификаций кремния. Помимо монокристаллического кремния (с-Si) были разработаны промышленные способы производства аморфного (α -Si) и поликристаллического и пористого кремния [26, 27]. Эти модификации кремния обладают рядом серьезных преимуществ по сравнению с ранее применяющимися кристаллическими структурами Si. Так в них наблюдаются прямые межзонные переходы со значительным увеличением поглощательной способности, что приводит также к значительному уменьшению толщины поглощающего слоя и повышению КПД [31].

3.3.1. Модифицированные материалы

В наши дни наиболее перспективными считаются такие модификации, как аморфный и пористый кремний. Оба материала содержат ансамбли кремниевых наноструктур размерами ниже 100 нм. Квантовое ограничение и поверхностные эффекты в наноструктурах кремния приводят к тому, что эти материалы, в отличие от монокристаллического кремния, являются прямозонными полупроводниками, демонстрируя интенсивную фото- и электролюминесценцию.

Аморфные α -Si получают ионным распылением в различных водородосодержащих атмосферах. Особенности аморфных материалов связаны с необычностью энергетического спектра электронов. Вследствие наличия только близкого порядка в них возникают зоны с высокой и низкой плотностью электронных состояний. При этом создаются электронные состояния в запрещенной зоне, плотность которых спадает вглубь запрещенной зоны (рис. 3.16), образуя хвосты плотности состояний.

Граница между этими состояниями ϵ_g^M составляет ширину запрещенной зоны, которая может значительно превосходить ширину запрещенной зоны для монокристалла кремния с-Si. Если для монокристаллического с-Si ширина запрещенной зоны составляет 1,12 эВ, то для α -Si она увеличивается и равняется 1,7 эВ. Также значительно изменяется кривая поглощения для α -Si по сравнению с с-Si (рис. 3.17, 3.18). Наиболее резко для аморфного кремния изменилась поглощательная способность в зависимости от толщины поглощающего слоя, что вызвано большой эффективностью фотоэлектронного преобразования на прямых переходах.

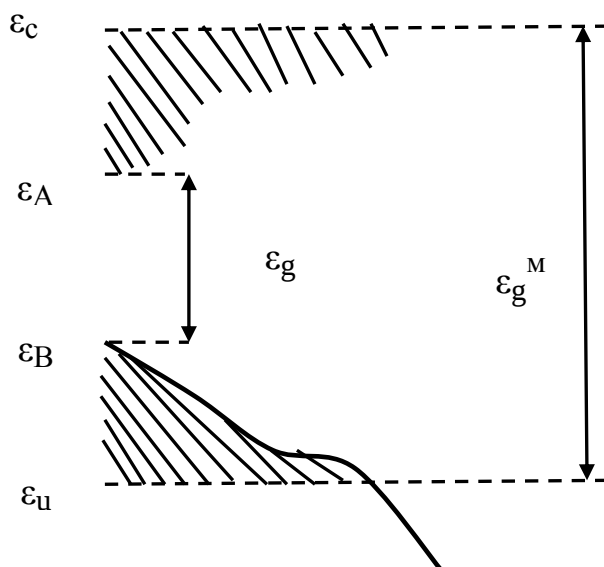


Рис. 3.16. Схемы энергетического спектра ХСП As_2Sc_2 области локализованных состояний заштрихованы. ϵ_A , ϵ_B – границы областей с высокими плотностями состояний: ϵ_g^M – запрещенная зона подвижности

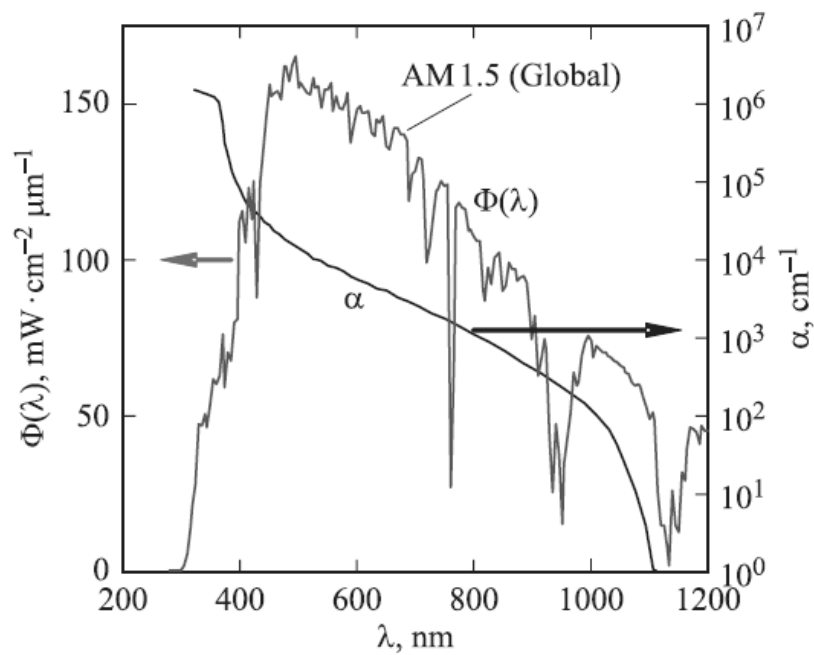


Рис. 3.17. Спектральная плотность мощности солнечного излучения Φ при стандартных условиях AM1,5 и кривая поглощения $\alpha(\lambda)$ кристаллического кремния (c-Si)

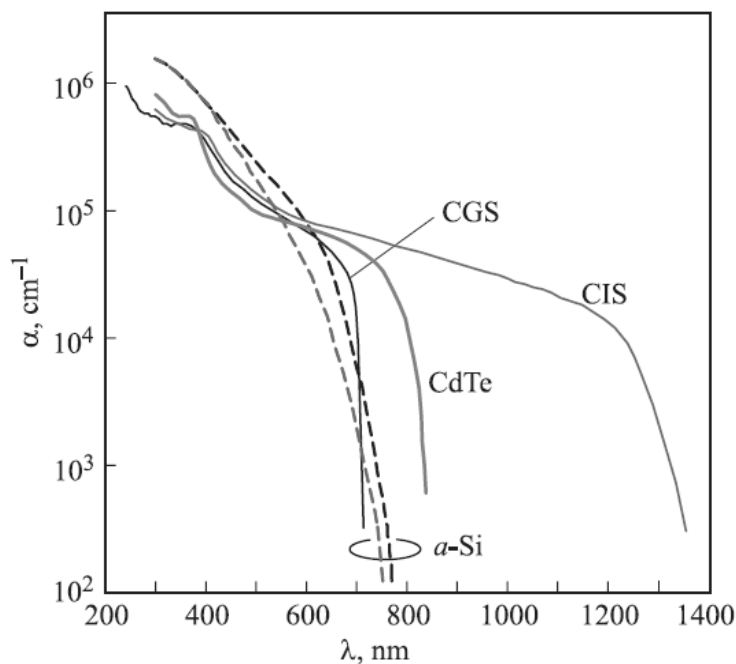


Рис. 3.18. Кривые поглощения гидрогенизированного аморфного кремния (α -Si:H), теллурида кадмия (CdTe), диселенида индия (CIS) и диселенида галлия (CGS)

Не менее перспективными свойствами для фотоэлектроники обладает пористый кремний, в котором путем локального анодного электрохимического растворения монокристаллического кремния, образуются ансамбли квантовых шнуров и квантовых точек.

В зависимости от характера электрохимической технологии сейчас возможно получение пор с различной геометрией (кремниевые нити, кластеры) с размерами от 1 нм до 10 мкм. По существующей классификации пористый кремний подразделяется на микропористый ($R < 10$ нм), мезопористый ($10 < R < 50$ нм) и макропористый ($R > 50$ нм). Показатель пористости, т.е. какова доля объема материала занята порами, может находиться в необычайно широком интервале от 5 % до 95 %. При низкой пористости свойства материала близки к свойствам кристаллического кремния. При высоких показателях пористости он проявляет новые свойства: в зависимости от условий приготовления пористый кремний обладает широким интервалом удельного сопротивления (10^{-2} – 10^{11} Ом·см), диэлектрической проницаемостью (1,75–12), показателем преломления (1,2–3,5), увеличенной шириной запрещенной зоны (1,8–2,9 эВ) [30].

Он обладает уникальными физическими и химическими свойствами, что позволяет его использование не только в виде фотодетекторов, но

и в виде светоизлучательных устройств в широком спектральном диапазоне от красного до синего цветов (рис. 3.19) [30].



Рис. 3.19. Семейство кремния и области применения материалов

3.3.2. Твердые растворы полупроводниковых материалов групп A_3B_5 и A_2B_6

На первом этапе развития фотоэлектроники кроме германия и кремния получили большое использование многие двойные соединения группы A_3B_5 и A_2B_6 [29, 30]. Особенно это касается освоения инфракрасного диапазона (2–5 мкм), где такие материалы группы A_2B_6 , как PbS, CdS, PbSe нашли применение в фоторезисторах и фотодиодах. Уже несколько десятилетий в фотоэнергетике используется в качестве активного элемента CdTe, имеющий высокий к.п.д. Не менее эффективным было применение также ряда двойных соединений группы A_3B_5 (InSb, InAs, GaAs, InP) для создания на их основе фотодиодов на видимую и инфракрасную области спектров (рис. 3.20). Удалось создать фотоприемники с высокой квантовой эффективностью. Тем не менее, потребность в более чувствительных, обладающих большим быстродействием и более широким оптическим спектром поглощения фотоприемником привела к разработке новых более сложных тройных и четверных полупроводниковых соединений [1, 30, 31].

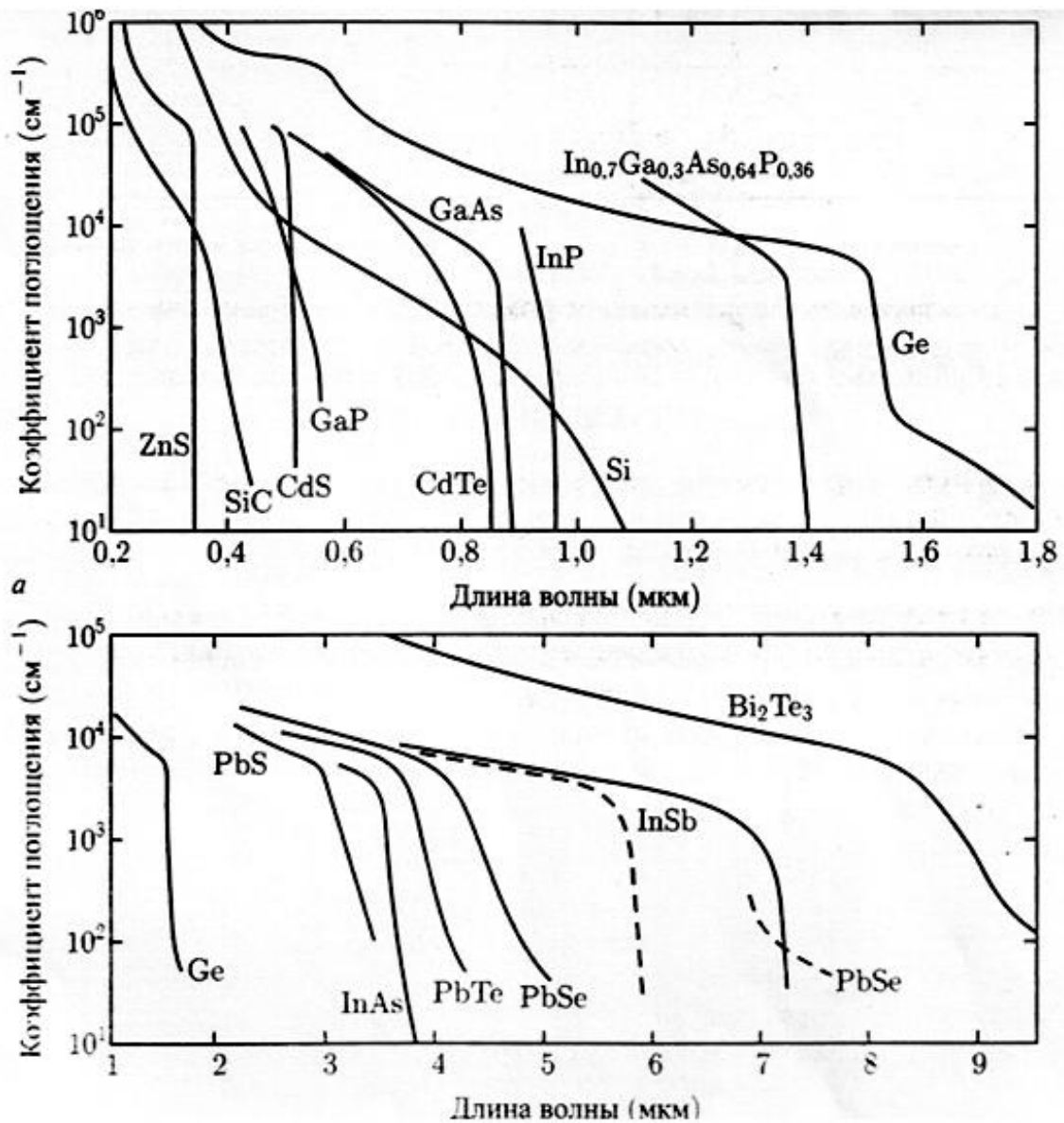


Рис. 3.20. Коэффициенты поглощения для ряда полупроводниковых материалов [9]

В течение трех последних десятилетий основным полупроводниковым материалом для создания фотонных приемников излучения для ИК-области спектра является твердый раствор теллурида ртути-теллурида кадмия ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$), кадмий-ртуть-теллур (КРТ) [32-34]. Структура зон $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ является гибридом структур CdTe и HgTe . Для $x = 0,16$ при $T = 0$ К потолок валентной зоны и дно зоны проводимости находятся в одной и той же точке зоны Бриллюэна. При $x > 0,16$ в зоне появляется прямой зазор, твердый раствор становится полупроводником. Ширина запрещенной зоны ϵ_g увеличивается почти линейно с ростом x и температуры (рис. 3.21).

Температурный коэффициент ширины запрещенной зоны $d\varepsilon_g/dT$ имеет положительные значения для $x < 0,5$, а для $x > 0,5$ – отрицательные значения (рис. 3.21). Наибольшее практическое применение находят твердые растворы теллурида ртути-теллурида кадмия с составами $x = 0,21$ и $0,29$. $d\varepsilon_g/dT$ для этих составов имеют, соответственно, значения $3,0 \cdot 10^{-4}$ и $2,2 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Монокристаллы с такими значениями содержания теллурида кадмия при $T = 77$ К имеют $\varepsilon_g \approx 0,1$ и $0,3$ эВ, что соответствует окнам прозрачности атмосферы (8...14) мкм и (3...5) мкм. Теллуриды ртути-кадмия – прямозонные полупроводники, законы дисперсии носителей заряда в зонах описываются моделью Кейна.

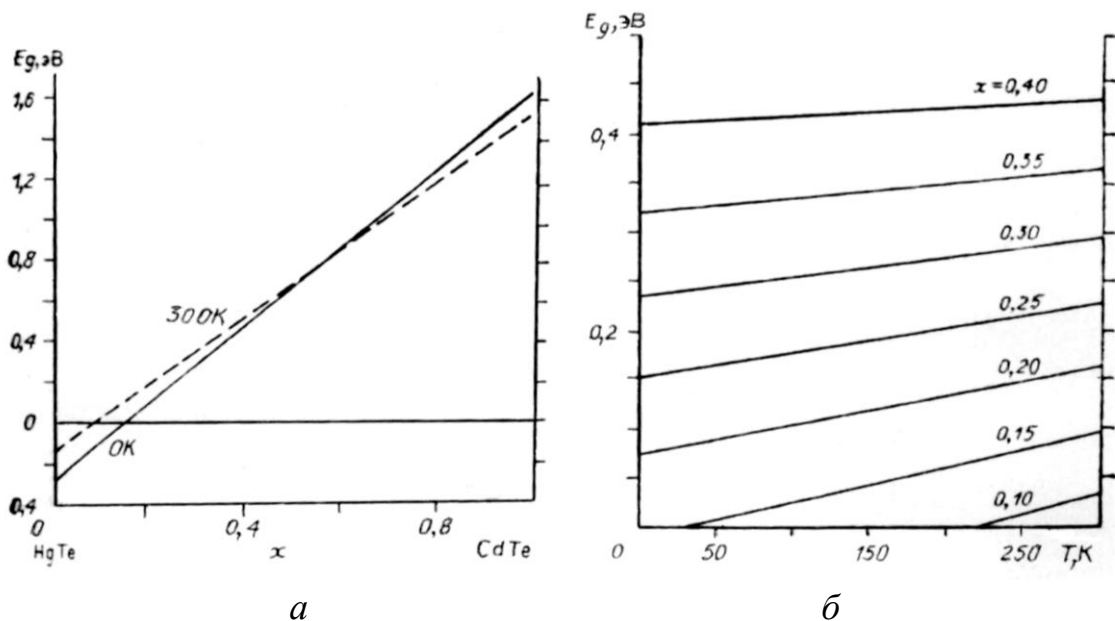


Рис. 3.21. Зависимость ширины запрещенной зоны от состава (а) и температуры (б)

В поглощение за краем основной полосы вносят существенный вклад переходы между валентными подзонами легких и тяжелых дырок, которые являются важным механизмом поглощения в кристаллах с дырочной и собственной проводимостью. Зависимость показателя преломления от состава при комнатной температуре имеет вид:

$$n_r(x) = 4,427 - 3,61x + 2,055x^2.$$

Оптические свойства монокристаллов CdHgTe описаны в монографии [32]. В связи с широким использованием твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при изготовлении приемников инфракрасного излучения (как фотосопротивлений,

так и фотодиодов) изучению фотоэлектрических явлений и процессов рекомбинации носителей в них ранее было уделено большое внимание. Однако существование ряда проблем с использованием КРТ, в частности, нестабильности электрофизических параметров, получения материала с малой однородностью по составу и с большим числом собственных дефектов кристаллической структуры, способствовало разработке альтернативных материалов для ИК-детекторов [35–37]. Проблемой сплавов КРТ была и остается проблема их технологии. Получение высококачественного КРТ связано с большими трудностями и является весьма дорогостоящим делом. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что присутствие Cd в решетке КРТ снижает ионность Hg-Te-связи, вследствие чего происходит сильное снижение энергии образования и диффузии дефектов. Это приводит к значительной температурной и временной нестабильности электрофизических свойств материала и фотоэлементов оптоэлектроники, изготовленных на основе КРТ. В последнее десятилетие активно изучаются материалы, альтернативные КРТ, и, в первую очередь, твердые растворы $\text{Zn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (ЦРТ) и полумагнитные тройные твердые растворы $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (МРТ). Авторы ряда работ [32, 33] по изучению свойств этих материалов отмечают, что наличие в кристаллической решетке вместо ионов Cd^{2+} ионов Zn^{2+} или Mn^{2+} позволяет получать материалы, однородные по составу, с более высоким кристаллическим совершенством и стабильными параметрами. В первую очередь, это можно объяснить следующим:

1. Величины ионных радиусов замещения (Zn, Mn) имеют меньшие значения по сравнению с ионным радиусом Cd и Hg, что делает кристаллическую решетку менее напряженной. Значения ионных радиусов: Cd – 0,99 Å, Zn – 0,83 Å, Mn – 0,91 Å, Hg – 1,12 Å, Te – 2,11 Å. Примеси замещения Zn и Mn не искажают симметрию кристаллической решетки теллурида кадмия в отличие от вакансий кадмия.

2. Величина энергетического зазора ε_g изменяется с составом (x) в ЦРТ в $\sim 1,4$ раза быстрее, в МРТ – в $\sim 1,5$ раз быстрее, чем в КРТ. Так, для получения образцов с $\varepsilon_g \approx 0,1$ эВ при 77 К необходимо иметь материал с составом для КРТ с $x \approx 0,21$, ЦРТ с $x \approx 0,15$, МРТ с $x \approx 0,10$. Кристаллическая решетка в МРТ и ЦРТ менее напряжена по сравнению с КРТ. Зависимости ширины запрещенной зоны ЦРТ и МРТ от состава для температур 300 К и 77 К представлены на рис. 3.22, для сравнения на рисунке представлена зависимость $\varepsilon_g(x, T)$ для КРТ.

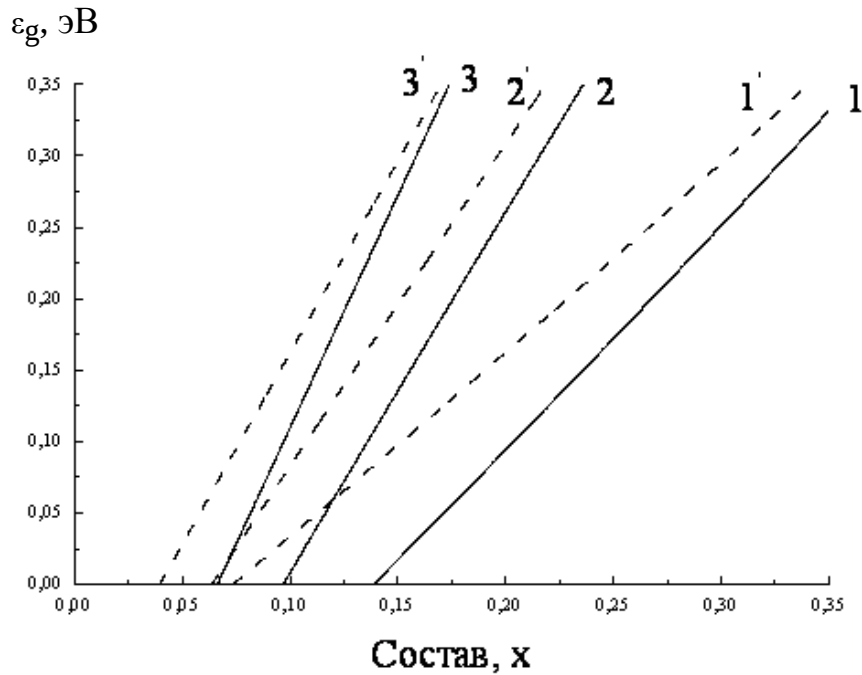


Рис. 3.22. Зависимость ширины запрещенной зоны от состава: 1, 1' – КРТ; 2, 2' – ЦРТ; 3, 3' – МРТ. 1, 2, 3 – 77 К, 1', 2', 3' – 300 К

Наличие в HgMnTe ионов марганца позволяет проводить исследование магнитных свойств материала, т.е. расширить его диагностику. Электрические, оптические, фотоэлектрические и магнитные свойства твердых растворов были исследованы в работе [36, 37].

Авторы делают следующие выводы:

1. Твердые растворы HgMnTe более технологичны по сравнению с твердыми растворами HgCdTe .

2. Образцы твердых растворов HgMnTe обладают большей однородностью по составу по сравнению с твердыми растворами HgCdTe .

3. Практически каждый из полученных образцов HgMnTe обладал фоточувствительностью, что многократно было проверено созданием барьеров Шоттки с целью определения состава образцов и распределения его вдоль поверхности образца.

4. Методом ионной имплантации ионов бора в $p\text{-HgMnTe}$ или серебра в $n\text{-HgMnTe}$ были получены $p\text{-}n$ -переходы со значительно большим процентом выхода, чем на образцах HgCdTe .

5. Низкотемпературный отжиг ($\leq 200^\circ\text{C}$) практически не изменил электрофизических параметров эпитаксиальных слоев HgMnTe , что в первую очередь говорит о большей стабильности свойств материала по сравнению с твердым раствором HgCdTe .

Исследования рекомбинационных процессов, проведенных в тройных твердых растворах HgMnTe , показали, что они имеют много общего с хорошо изученными фотоэлектрическими свойствами твердых растворов HgCdTe . Это дает основание надеяться на получение фотоэлементов из HgMnTe с высокими фоточувствительными параметрами, подобными тем, которые в настоящее время достигнуты в HgCdTe , но с более стабильными во времени характеристиками [33].

Как и ранее, дальнейшее развитие исследований в фотоэлектронике следовало за успешным применением в микроэлектронных приборах гетеропереходов. Поскольку гетеропереход состоит из двух полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны, то и оптимальные условия поглощения оптического излучения возникают при энергии фотонов $\varepsilon_{\text{ф}}$, находящейся между $\varepsilon_{\text{гз}}$ и $\varepsilon_{\text{гб}}$, причем $\varepsilon_{\text{гз}} < \varepsilon_{\text{ф}} < \varepsilon_{\text{гб}}$, где $\varepsilon_{\text{гз}}$ – энергия широкой запрещенной зоны (эмиттер), $\varepsilon_{\text{гб}}$ – энергия узкой запрещенной зоны (базы). Необходимость выбора материалов для базы и эмиттера с примерно одинаковыми кристаллическими решетками вынудил перейти от более простых бинарных материалов к более сложным – тройным и четверным материалам, что позволило, варьируя компонентами соединений, подобрать соответствующие пары эмиттер-база для фотоприемников в различных оптических диапазонах. В ряде случаев стимулирующим принципом для создания гетероструктурных фотоприемников стали полупроводниковые лазеры на гетеропереходах для систем волоконно-оптической связи.

Среди тройных твердых растворов InAsSb имеет наименьшую величину $\varepsilon_{\text{г}}$ среди всех полупроводников группы A_3B_5 при комнатной температуре, что делает его одним из наиболее важных активных материалов средней ИК области для оптоэлектроники, включая лазеры и фотодетекторы. Он используется как узкозонный полупроводник, образующий гетеропереход с AlSb в качестве эмиттера.

Твердые растворы CuInSe_2 и CuGaSe_2 имеют ряд преимуществ перед уже хорошо известными активными материалами при создании нового поколения гетероструктурных солнечных фотоэнергетических преобразователей. Они образуют гетеропереходы с широкозонным полупроводником CdS (эмиттер) с толщиной порядка нескольких мм, поглощающих энергию солнечного излучения в интервале 1–2 эВ.

Не меньшее значение в разработке солнечных фотопреобразователей нового поколения могут иметь гетероструктуры на основе активных слоев тройных соединений $\text{Ga}_{52}\text{In}_{0,42}\text{P}$ (GaInP) в сочетании с эмиттерными

слоями AlGaAs и AlInP. Следует особо выделить то обстоятельство, что прямозонные недавно разработанные полупроводники α -H, CdTe и их модификации обладают повышенным коэффициентом поглощения, что позволило значительно уменьшить толщину активных слоев фотоэлектрических преобразователей [31].

3.3.3. Фотоактивные материалы на основе оксидов переходных металлов

Интерес к оксидам переходных металлов с общей формулой ABO_3 возник еще в середине прошлого века и был связан с рядом необычных физических свойств: сильным пьезоэффектом ($LiNbO_3$, $BaTiO_3$), поляризацией ($SrTiO_3$, $BiFeO_3$). Поэтому эти материалы, а позднее, и твердые растворы на их основе нашли широкое применение в устройствах опто- и акустоэлектроники [11, 38, 39]. Уже в конце XX века магнитные оксиды – манганиты – привлекли внимание ученых и практиков своими необычными магнитными свойствами и главным образом эффектом колоссального магнитного сопротивления [40–42]. Во многом необычные физические свойства сегнетоэлектрических и магнитных оксидов связаны с различными типами упорядочений частиц, их образующих: спиновым, зарядовым, орбитальным, причем кооперативное упорядочение электрических диполей приводит к ферроэлектричеству, а упорядочение спинов к ферромагнетизму (рис. 3.23).

Одни и те же оксидные материалы испытывают разнообразные фазовые переходы: магнитные, электрические и даже сверхпроводящие, что стало поводом для многочисленных практических применений [42].

Новый поворот в возможностях использования оксидных материалов начался уже в начале XXI века и был вызван двумя технологическими прорывами: во-первых, формирование наноразмерных гетероструктур ($d < 10$ нм) и во-вторых – формирование индуцированных доменных структур с размерами доменов в несколько нанометров. Можно упомянуть о нескольких новых эффектах, обнаруженных в пограничных ионах гетеропереходов: зарядовое упорядочение – разупорядочение в многослойных валентных гетероструктурах: связь структурных нестабильностей и последовательности градиентов электрических полей на диэлектрических поверхностях и ряд других новых эффектов.

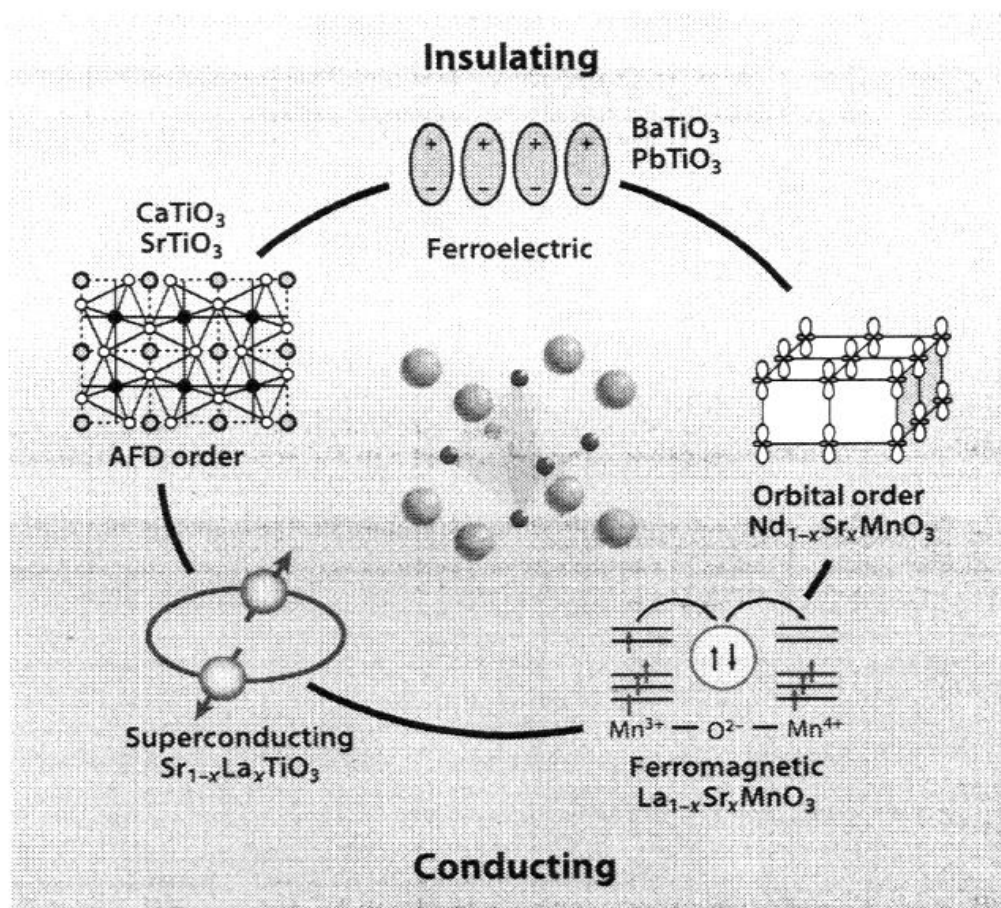


Рис. 3.23. Физические особенности оксидных материалов [42]

Особенности оксидов переходных металлов проявляются наиболее ярко в манганитах, что связано с комплексным взаимодействием зарядовых, орбитальных, спиновых и решеточных степеней свободы (рис. 3.24). Причем такие взаимодействия могут модифицировать физические свойства на границах различных оксидных материалов за счет эффектов локальных нарушений симметрии, например, ян-теллеровских искажений, переноса зарядов, электростатической связи, деформаций и фрустрации.

Среди ряда особенностей внимание ученых привлек процесс транспорта носителей через структуру манганита LaMnO_3 и диэлектрика SrMnO_3 . При контакте двух этих пленок имеет место зарядовый транспорт внутри 1–3 слоев атомов, создающий ферромагнитное спиновое упорядочение. При этом электрические дипольные моменты будут направлены от SrMnO_3 к LaMnO_3 и, следовательно, создается возможность установления магнитоэлектрической связи между поляризацией и намагниченностью. Экспериментально большие зарядоуправляемые

эффекты были индуцированы в $\text{Pb}(\text{ZrTi})\text{O}_3/\text{LaMnO}_3$ гетероструктурах, используя спонтанную поляризацию ферроэлектрика $\text{Pb}(\text{ZrTi})\text{O}_3$ [43].

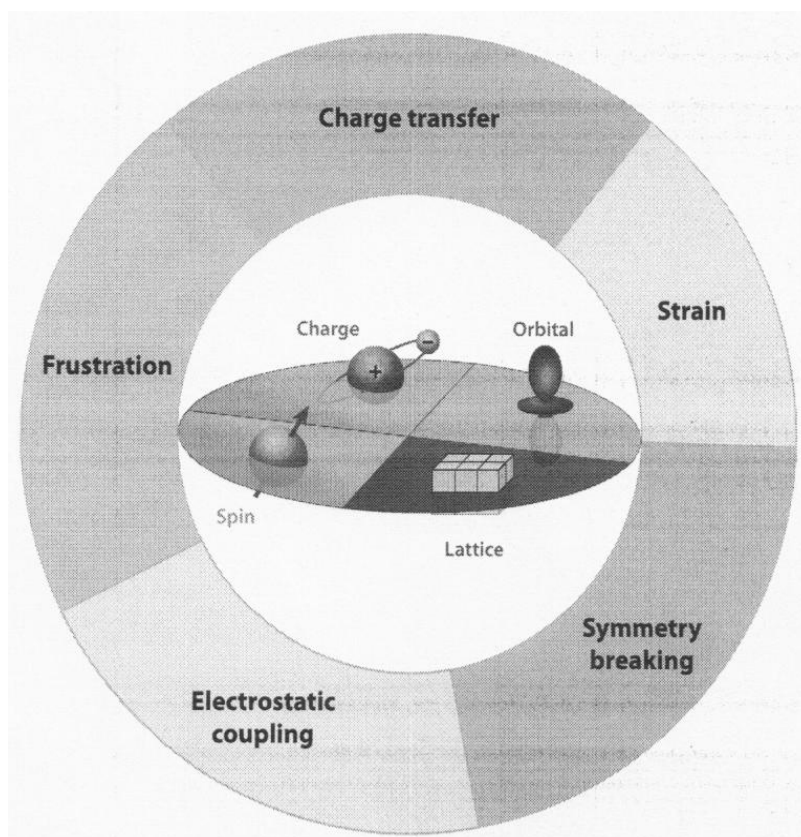


Рис. 3.24. Взаимосвязь зарядовых орбитальных и решеточных степеней свободы 9

Другой класс межполярных взаимодействий проявляется в оксидах с доменными структурами, где существуют доменные границы. Доменные границы разделяют области с однородной поляризацией спонтанной намагниченностью или деформацией [41]. Локальная симметрия доменных границ отличается от симметрии самих доменов, что позволяет предполагать возможные новые эффекты и практические применения. Так, большие электрические поля вблизи границ доменов, обусловленные противоположной поляризацией, могут создавать разделение зарядов при фотогальваническом эффекте [40, 41]. Многочисленность работ последних лет [43–45] процессов и механизмов гетеропереходов между различными тонкопленочными ферроэлектрическими, магнитными и металлическими структурами и фотовольтаических эффектов позволяют сделать вывод о формировании ферроэлектрического направления в фотоэлектронике и термовольтаике. Более подробно о реальных достижениях в создании фотоэлектрических преобразователей с использованием гетеропереходов в оксидах переходных металлов будет изложено в главе 5.

3.3.4. Органические поглощающие материалы

Фотоактивные органические материалы, используемые в настоящее время в фотоприемных устройствах, чрезвычайно многообразны по химической природе. В основном применяются молекулярные ансамбли, образующиеся из ароматических и гетероароматических соединений с электроннодонорными и электроноакцепторными свойствами, способными к образованию комплексов с переносом заряда. Эти комплексы достаточно интенсивно поглощают излучение в УФ, видимом и ИК диапазонах оптического спектра, что позволяет их использование в различных фотоприемниках и, особенно, в фотоэнергетических устройствах. Среди фотоактивных полимеров в настоящее время популярны полипиррол (РРи), политиофен (РTh), полифениленвинилен (РРV), полигетероарилены, фталоцианиды, фуллерены (Fu) [21, 46, 47].

Среди различных проводимостей и фотоактивных полимерных материалов можно выделить полипиррол (РРy), у которого при допировании изменяется ширина запрещенной зоны от 4 эВ (практически диэлектрик) до 2,5 эВ с одновременным возрастанием проводимости от 10^{-10} С/см до 10^5 С/см. РРy используется в качестве покрытий, предотвращающих пассивацию поверхности электродов и как слой для транспорта дырок.

Политеофен (РTh) и его производные имеют очень малую запрещенную зону ($0,58 \text{ эВ} < \epsilon_g < 1,2 \text{ эВ}$). Полифениленвинилен (РРV) и его производные используются как транспортные, поглощающие и излучающие слои. Уникальными свойствами при создании фотоактивных элементов обладает фуллерен (Fu), представляющий собой изолированные молекулы изотропной модификации углерода C_{60} . Они обладают свойствами полупроводников с ϵ_g порядка 2 эВ. Большой размер и сферическая форма молекул Fu обуславливают высокое сродство к электрону. При фотовозбуждении композита полимер Fu со скоростью переноса на Fu меньше 10^{-12} с, образуется возбужденный комплекс с последующим переходом в состояние с разделенными носителями заряда. Ряд сопряженных полимеров (поливинилкарбазол РVК) также представляет большой интерес в качестве фотодиодов. Таким образом, можно полагать, что ароматические и гетероциклические полимерные материалы, обладающие достаточно высокой фоточувствительностью и низким темновым током будут и в дальнейшем использоваться в качестве фотоприемников в различных оптических диапазонах.

Литература к главе 3

1. Vurgaftman A. Et al. Review the bulkproperties of III–V semiconductors and theiralloys // J. Apple. Phys 2001, v. 89, – p. 5846.
2. Иванов В.П. Прикладная атмосферная оптика в тепловидении / В.П. Иванов. Казань: Новое знание, 2000. – 357 с.
3. Тарасов В.В. Инфракрасные системы «смотрящего» типа / В.В. Тарасов, Ю.Г. Якушенков Ю. М.: Логос, 2004.– 443 с.
4. Несмелова И.М. Монокристаллический германий как оптическая среда / И.М. Несмелова, Н.И. Астафьев. Оптический журнал, 1999. – Т. 66. – № 1.– с. 68–72.
5. Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М.: Наука, 1977.– 672 с.
6. Несмелова И.М. Поглощение света в компенсированных полупроводниках с кейновской зонной структурой / И.М. Несмелова. ФТП, 1991. – Т. 25. – В. 12. – с. 2215–2217.
7. Несмелова И.М. Зависимость коэффициента поглощения кристаллического германия в ИК области спектра от удельного сопротивления / И.М. Несмелова, Н.И. Астафьев, Е.А. Несмелов. Оптический журнал, 2007. – Т. 74. – № 1.– с. 88–92.
8. Смит Р. Полупроводники / Р. Смит. – М.: Мир, 1982. – 558 с.
9. Грудман М. Основы физики полупроводников / М. Грудман. – М.: Физматлит, 2012. – 840 с.
10. Несмелова И.М., Оптические свойства монокристаллов кремния в области спектра 3–5 мкм / И.М. Несмелова, Н.И. Астафьев, Н.А. Кулакова. Оптический журнал, 2012. – Т. 79. – № 3. – с. 87–90.
11. Голенищев-Кутузов А.В. Фотонные и фононные кристаллы / А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин. – М.: Физматлит, 2010. – 160 с.
12. Гаврищук Е.М. Поликристаллический ZnSe для ИК оптики / Е.М. Гаврищук. Неорганические материалы, 2003. – Т. 39. – № 9. – с. 1031–1049.
13. Гаврищук Е.М. Оптические элементы из сульфида цинка и селенида цинка для инфракрасной оптики / Е.М. Гаврищук, Э.В. Яшина. Оптический журнал, 2004. – Т. 71. – № 12. – с. 24–31.
14. Schaub M. Practical Plastic Optics / M. Schaub, 2006. – 35 с.
15. Серова В.Н. Оптические и другие материалы на основе прозрачных полимеров / В.Н. Серова. Казань: КГТУ, 2010. – 538 с.

16. Nasser Peyghambarian. Organic optoelectronic / Nasser Peyghambarian, A. Robert. Optics and Photonics New, 2005. – P. 30–35.
17. Тарасов В.В. Двух- и многодиапазонные системы с матричными приемниками излучения / В.В. Тарасов, Ю.Г. Якушенков Ю.Г. – М.: Логос, 2007. – 192 с.
18. Балоев В.А. Современные тенденции развития оптоэлектроники / В.А. Балоев, И.М. Несмелова. – Казань: ООО «Стар», 2010. – 96 с.
19. Кулакова Н.А. Современные тенденции создания оптических систем для инфракрасной области спектра / Н.А. Кулакова, А.Р. Насыров, И.М. Несмелова. Оптический журнал, 2010. – Т. 77. – № 5. – с. 36–44.
20. Vicker.D. Midwave Infrared Imager with plastic Laminated Diffractive/Aspheric Surfaces / D. Vicker, Le Blanc R. SPIE Proc, 2001. – V. 4369. – P. 642–648.
21. Claytor N.E. Polymer imaging optics for the thermal infrared / N.E. Claytor, R.N. Claytor SPIE Proc, 2004. – V. 5406. – P. 107–113.
22. Hu Zhang. Modeling diffractive optical elements in hybrid systems with the effect of the material dispersion / Hu Zhang, Hua Liu, Zhenwu Lu et.al. SPIE Proc, 2008. – V. 7060. 706015-1-8.
23. Beadie G. Gradient Index Polymer Optics / G Beadie. T. Fleet, A. Rosenberg, et.al. SPIE Proc, 2008. – V. 7061. 706113.
24. Zahreddine R.N. Beam Shaping System based on Polymer Spherical Gradient Refractive Index Lenses / R.N. Zahreddine, R.S. Lepkowicz et. al. SPIE Proc, 2008. – V. 7062, 706214-1-8.
25. V. Doushkina. Optical and mechanical design advantages using polymer optic / V. Doushkina, E. Fleming. Proc. of SPIE, 2009. – V. 7424. – P. 7434OQ-1-12.
26. V. Doushkina. Innovative Hybrid Optics: Combining the thermal stability of glass with low manufacturing cost of polymers / V. Doushkina. Proc. of SPIE, 2010. – V. 7788. – P. 778809-1-12.
27. Гоев Ф.И. Современные тенденции в промышленной технологии изготовления полимерных оптических элементов инфракрасной техники / Ф.И. Гоев, Н.А. Князева, В.В. Попелов, Б.Н. Сенник. Прикладная физика, 2005. – № 2. – С. 102–107.
28. Гоев А.И. Применение градиентно-асферических элементов в оптических системах / А.И. Гоев, В.И. Казаков, В.В. Попелов, Б.Н. Сенник. Прикладная физика, 2006. – № 6. – с. 144–146.
29. Андреев В.М. Нанотехнологии для солнечной фотоэнергетики / В.М. Андреев. Солнечная энергетика, 2007. – Т. 46. – № 2. – с. 93–98.

30. Зимин С.П. Пористый кремний – материал с новыми свойствами / С.П. Зимин. Соросовский образовательный журнал, 2004. – т. 8. – с. 104–107.
31. Косяченко Л.А. Поглощательная способность полупроводников, используемых в производстве солнечной батарей / Л.А. Косяченко, Е.В. Грушко, Т.И. Микитюк. Физика и техника полупроводников, 2012. – т. 48. – с. 482–486.
32. Несмелова И.М. Оптические свойства узкощелевых полупроводников / И.М. Несмелова. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1992. – 157 с.
33. Барышев Н.С. Свойства и применение узкозонных полупроводников / Н.С. Барышев. Казань: УНИПРЕСС, 2000. – 433 с.
34. Несмелова И.М. Введение в оптоэлектронику / И.М. Несмелова, С.В. Рагинов, В.П. Иванов. Казань: Отечество, 2006. – 278 с.
35. Несмелова И.М. Материалы для ИК приемников излучения, альтернативные CdHgTe / И.М. Несмелова, В.А. Андреев. Оптический журнал, 2007. – Т. 74. – № 3. – С. 82–90.
36. Несмелова И.М. Электрические, оптические и магнитные свойства перспективных полумагнитных полупроводников теллурида марганца-теллурида ртути / И.М. Несмелова, Н.С. Барышев, М.И. Ибрагимова, В.Ю. Петухов, В.А. Андреев. Оптический журнал, 2002. – Т. 69. – № 12. – С. 76–80.
37. Несмелова И.М. Электрофизические свойства полумагнитных твердых растворов $Mn_xHg_{1-x}Te$ / И.М. Несмелова, В.Н. Рыжков, В.Ю. Петухов, М.И. Ибрагимова. Физика низких температур, 2004. – Т. 30. – № 11. – С. 1203–1208.
38. Воротилов К.А. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства / К.А. Воротилов, В.М. Мухортов, А.С. Сигов: Энергоатомиздат, 2011. – с. 174.
39. Панченко Е.М. Электретное состояние в оксидах / Е.М. Панченко. – М.: Физматлит, 2009. – 248 с.
40. Голенищев-Кутузов А.В. Индуцированные доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах / А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин. М.: Физматлит, 2003. – 135 с.
41. Bulatov A.R. Structural, Magnetic and Electrical Properties of the Slightly Doped Lanthanum Manganites / A.R. Bulatov, Kh.G. Bogdanova, V.A. Golenishchev-Kutuzov et al. Solid State Phenomena, 2011. – vol. 168–169. – p. 481–484.

42. Zubko P. Interface Physics in Complex Oxide Heterostructures / P. Zubko, S. Gariglio, M. Gabay Et al. *Anny Rev. Condenc Matter Phys*, 2011. – v. 2. – p. 141–165.
43. Wei A.D. Photovoltaic effect in the $\text{LaCaMnO}_3/\text{La MnO}_3/\text{SrTiO}_3$ in heterojunc-ions / A.D. Wei, A Sun J.R., Lü et al. *ppl. Phys.Lett*, 2009. – v. 95. – p. 052502.
44. Lee D. Polarity control of carrier injection at ferroelectric / metal interfaces for electrically switchable diode and photovoltaic effects / D. Lee, S.H. Back, T. Kim. *Phys. Rev* 2011. – v B84. – p. 125305.
45. Choi T. High rectification and photovoltaic effect in oxide nano-junctions / T. Choi, L. Jiang, S. Lee. et al. *New Journal of Physic*. 2012. – v. 14, – p. 093056.
46. Юрре Т.А. Органические материалы для фотовольтаических и светоизлучающих устройств / Т.А. Юрре, Л.И. Рудая, Н.В. Климова, В.В. Шаманин. *Физика и техника полупроводников*, 2003. – т. 34. – с. 835 – 843.
47. Spanggaard H. A brief history of the development of organic and polymeric photovoltaics / H. Spanggaard , F.C. Krebs. *Solar Eneegy Materials*, 2004. – v. 83. – p. 125–146.

ГЛАВА 4. ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ: ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ И ПРИМЕНЕНИЕ

4.1. Три поколения современных фотоприемных систем

В настоящее время принято фотоприемные системы делить на три поколения. В основу деления фотоприемных систем по поколениям положено разнообразие полупроводниковых материалов и число элементов в используемом приемнике излучения, поскольку приемник излучения является основным функциональным узлом любой системы. Однако различия не сводятся только к материалам и числу элементов в приемнике излучения.

К первому поколению принято относить системы, построенные на основе одноплощадочных приемников излучения или многоэлементных (мозаичных), но с использованием методов традиционной технологии. К этим системам относятся созданные фотоприемные системы общего применения для регистрации оптических и тепловых полей различных медицинских и промышленных объектов, для неразрушающего контроля материалов и изделий и т.п.

Системы второго поколения отличаются от систем первого поколения рядом особенностей. Во-первых, это более высокая рабочая температура приемников излучения. Часто целесообразно повышать рабочую температуру даже за счет некоторого ухудшения пороговых характеристик чувствительных элементов. Другой особенностью систем второго поколения является построение этих систем по модульному принципу с применением узла сканирования изображения и высокого уровня автоматизации.

В системах третьего поколения узел, осуществляющий перемещения изображения по поверхности многоэлементного приемника излучения, отсутствует. В этих системах число элементов в фотоприемнике настолько велико, что фотоприемник перекрывает все поле обзора. Отсутствие оптико-механического узла сканирования изображения упрощает приемную систему, уменьшает массу и габариты, повышает надежность, снижает потребляемую мощность источников электропитания. Системы третьего поколения имеют преимущество перед сканирующими системами и по пороговой чувствительности, поскольку в них осуществляется накопление информации в приемнике излучения за время, близкое к времени длительности кадра. В сканирующих системах накопление информации идет лишь за время, приходящееся на один элемент разложения. Однако главным отличием от мозаичных систем является наличие мультиплексора, коммутирующего сигналы с выходов каналов на общий выход.

В настоящее время по-прежнему, находят широкое применение также одноканальные и мозаичные приемники излучения. Наиболее важными и распространенными такими применениями являются:

- регистрация постоянных или модулированных на низких частотах оптических сигналов в различных частотных диапазонах от УФ до ИК-областей спектра.

- прием импульсного лазерного излучения. Такие приемники являются необходимым элементом в системах волоконно-оптической связи, а также в лазерных дальномерах, устройствах лазерного обнаружения и наведения на цель.

В подобных устройствах, получивших также название **лазерные фотоприемные устройства**, используется тандем лазер-фотоприемник, работающих на одной длине волны. Матричные фотоприемные устройства, состоящие из многоэлементного фотоприемника и электронного тракта, обрабатывающего сигналы изображения, в свою очередь, нашли широкое применение в смотрящих оптико-электронных системах обнаружения и изучения объектов, и, в частности, по их тепловому излучению. Их особенностью является быстроедействие, определяемое работоспособностью до частот в несколько сотен ГГц. Таким образом, в данном разделе монографии основное внимание будет обращено на фотоприемные устройства лазерного типа и тепловизионные устройства.

Последние два десятилетия характеризуются использованием в фотопремниках квантово-размерных структур в виде квантовых ям и точек, что будет отражено при описании современных фотоэлектронных устройств. Основной режим работы, который используется в ИК-приборах третьего поколения, получил название «смотрящий» (staring).

Требования к основным параметрам матрицы приемника излучения:

1. Выбор спектрального рабочего диапазона.
2. Рабочая температура фотонного охлаждаемого приемника излучения (от температуры зависит величина темнового тока).
3. Величина квантовой эффективности, если она невысока, то этот приемник не может обеспечить большую частоту кадров, большое время накопления зарядов.
4. Величина пространственного разрешения (уменьшение размера чувствительных элементов и расстояния между ними).
5. Повышение однородности и чувствительности отдельных элементов.

4.2. Основные свойства одноплощадочных приемников излучения

4.2.1. Параметры приемников излучения

Основными фотоэлектрическими параметрами приемников излучения являются:

- вольтовая чувствительность, S , В/Вт,
- обнаружительная способность, D^* , $\text{см}^2 \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$,
- постоянная времени, τ , с,
- квантовая эффективность, η .

Для оценки предельных характеристик приемников излучения наряду с обнаружительной способностью используется величина *NEDT* (*Noise Equivalent Temperature Difference*) – разность температуры объекта и фона, необходимой для получения электрического сигнала, равного среднеквадратичному значению напряжения шума.

В современных фотоэлектронных системах используются фотонные и тепловые приемники излучения. Спектральный диапазон чувствительности приемников излучения велик (от 0,4 до 1000 мкм), а параметры при достаточном охлаждении близки к пределу, ограниченному флуктуациями фона (режим ОФ).

4.2.2. Фотонные приемники излучения

Оптическое излучение взаимодействует с электронами твердого тела при помощи нескольких фотоэффектов. Широкое применение нашли детекторы на основе фотопроводящего и фотовольтаического (на основе *p-n*-переходов и барьеров Шоттки) фотоэффектов. Приемники излучения этого типа имеют обнаружительную способность от 10^{10} до 10^{13} $\text{см}^2 \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$; высокую чувствительность – до 10^5 В/Вт; малую постоянную времени 10^{-3} – 10^{-9} с; квантовую эффективность 0,2–1,0. Фотонные детекторы требуют криогенных температур. Фотонные приемники излучения – селективные приемники. Фотоэффект наблюдается вблизи красной границы полосы поглощения, $\lambda_{\text{гр}}$, которая называется **красной границей фотоэффекта**, она равна величине энергии ширины запрещенной зоны полупроводника (ε_g): $\lambda_{\text{гр}} = hc/\varepsilon_g$. Для длин волн, больших $\lambda_{\text{гр}}$, собственная фотопроводимость невозможна. Выражение для вычисления длинноволновой границы (в микронах) собственной

фотопроводимости полупроводников с шириной запрещенной зоны, измеренной в электрон-вольтах, эВ, имеет вид: $\lambda_{\text{Гр}} = 1,24/\varepsilon_g$, мкм.

К фотонным приемникам излучения относятся:

- фотосопротивления (фоторезисторы);
- фотодиоды на *p-n*-переходах – имеют меньшее значение рассеиваемой мощности и менее инерционны, по сравнению с фоторезисторами;

- фотодиоды с барьером Шоттки – по сравнению с фотодиодами на *p-n*-переходах проще в изготовлении, обладают более высоким быстродействием, но малой квантовой эффективностью.

В таблице 4.1 представлены основные параметры фотонных приемников излучения с собственной проводимостью и примесных приемников излучения [1–3].

Таблица 4.1 (начало)

Фотонные приемники излучения

Тип приемника	Рабочая температура, К	Постоянная времени, мкс	Максимум чувствительности, мкм	Область спектра, мкм	$D^*(500\text{K})$ $\text{см}\cdot\text{Гц}^{1/2}\cdot\text{Вт}^{-1}$
1	2	3	4	5	6
Si, ФД	300	10^{-2}	0,9	0,6–1,1	$\sim 10^7$
Si, лавинный ФД	300	$\sim 10^{-5}$	0,9	0,6–1,1	$> 2 \cdot 10^7$
Ge, ФД	300	$\sim 10^{-5}$	1,5	0,9–1,9	$5 \cdot 10^9$
PbS, ФР	300	> 100	2,4	1,1–3,5	$1,5 \cdot 10^9$
InAs, ФД	77	0,5	3,1	1,8–3,8	$2 \cdot 10^{10}$
PtSi, ФД Шоттки	90	$\sim 10^3$	0,9	0,8–5,0	$2 \cdot 10^9$
PbSe, ФР	300	1-5	3,9	1–5,0	$2 \cdot 10^8$
InSb, ФД	77	0,1-2	4,9	2–5,5	$5 \cdot 10^{10}$
HgCdTe, ФД	195	~ 2	4,5	1–5,5	$4 \cdot 10^{10}$
HgCdTe, ФД	77	0,5–2	10,5	8–11,5	$2 \cdot 10^{10}$
HgCdTe, ФР	77	0,1–2	10,5	8–14	$2,5 \cdot 10^{10}$
PbSnTe, ФД	77	0,5	11	8–11,5	$2 \cdot 10^{10}$
Si:Zn	70–100	$(1-5) \cdot 10^{-2}$	2,4	0,9–2,5	$8 \cdot 10^9$
Si:Te	120	$(5-10) \cdot 10^{-2}$	3,5	0,9–4,2	$2 \cdot 10^{10}$
Si:In	≤ 50	$\sim 10^{-4}$	4,6	0,9–7,0	$2 \cdot 10^{10}$

Таблица 4.1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
Si:Mg	<50	$\sim 5 \cdot 10^{-3}$	11,5	0,9–12	$5 \cdot 10^{10}$
Si:Ga	<30	$\sim 5 \cdot 10^{-2}$	15	0,9–17	$2.5 \cdot 10^{10}$
Si:Bi	<30	$10^{-3} - 10^{-2}$	17,5	0,9–22	$2.5 \cdot 10^{10}$
Si:As	<30	$\sim 10^{-2}$	24	0,9–28	$1 \cdot 10^{10}$
Ge:Cu	15	$10^{-3} - 10^{-2}$	21	1,5–27	$1 \cdot 10^{10}$
Ge:Zn	6	$(1-5) \cdot 10^{-3}$	37	1,5-45	$2.5 \cdot 10^{10}$
Ge:Hg	30	$3 \cdot 10^{-4}$	12	3–14	$3 \cdot 10^{10}$
Ge:Be	4,2	$10^{-4} - 10^{-2}$	50	1,5–65	Режим ОФ
Ge:Cd	25	$10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$	90	1,5–100	Режим ОФ
Ge:In	4,2	$10^{-3} - 10^{-2}$	110	1,5–240	Режим ОФ

4.2.3. Тепловые приемники излучения

До недавнего времени тепловые приемники не находили широкого применения. Причиной этого являлось распространенное мнение, что тепловые приемники более инерционны и менее чувствительны, по сравнению с фотонными приемниками излучения. Однако в последнее десятилетие в связи с использованием в технике больших матриц неохлаждаемых тепловых приемников, позволяющих получить высоко качественное изображение телевизионного стандарта, интерес к тепловым приемникам возрос.

Схему работы тепловых приемников излучения можно представить следующим образом: лучистый поток с энергией $h\nu$ поглощается чувствительным элементом; энергия фотонов передается атомам кристаллической решетки, амплитуда колебаний которых увеличивается, в результате чего повышается температура материала чувствительного элемента на ΔT . Изменение температуры влечет изменение электрофизических параметров материала чувствительного элемента, которые фиксируются в виде электрического сигнала. Тепловые приемники – неселективные приемники излучения, энергия поглощенного фотона распределяется равномерно по всем степеням свободы кристаллической решетки. Обнаружительная способность тепловых детекторов меньше, чем у фотонных приемников излучения, и равняется $(10^8 - 10^9) \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Но они работают без охлаждения, можно иметь приемники большой площади и с однородными параметрами элементов.

Характеристики неохлаждаемых тепловых приемников излучения представлены в таблице 4.2.

Таблица. 4.2

Характеристики тепловых приемников излучения

Тип приемника	Рабочая температура, К	Постоянная времени, мс	Область спектра, мкм	$D^*(500\text{K})$ $\text{см}\cdot\text{Гц}^{1/2}\cdot\text{Вт}^{-1}$
Термопара	300	10–100	0,8–20	$\leq 1,5\cdot 10^9$
Термобатарея	300	0,5–400	0,8–35	$< 5\cdot 10^9$
Болометр	300	1–100	0,8–40	$< 5\cdot 10^9$
Сверхпроводник	16	~0,5	1–1000	$\sim 10^{10}$
Пироэлектрик	300	0,1–100	0,6–35	$\leq 8\cdot 10^8$

В настоящее время микроболометры занимают значительную нишу применений в тепловизионной технике для большой компактности, что позволяет их использовать в виде матриц в различных областях ИК-спектра излучений. В частности, с использованием неохлаждаемого микроболометра формата 160x120 можно детектировать пороговую энергию на одном пикселе порядка $3,7\cdot 10^{-10}$ Дж при визуализации терагерцового изображения со скоростью 90 кадров в секунду [1, 3].

4.3. Лазеры и приемники излучения для систем волоконно-оптической связи

4.3.1. Полупроводниковые лазеры

В последнее время полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (другое название вертикально-излучающие лазеры – ВИЛ) находят широкое применение в быстродействующих системах волоконно-оптической связи, оптических сенсорах и устройствах обработки информации. В этих лазерах используется тот же метод квантовых ям и точек, что и в транзисторе на квантовых структурах вертикального типа [4–6]. Основные преимущества вертикально-излучающего лазера по сравнению с традиционными инжекционными лазерами полосковой конструкции – малая угловая расходимость и симметричная диаграмма направленности выходного оптического излучения, групповая технология изготовления и возможность тестирования приборов непосредственно на пластине. Планарная технология вертикально-излучающего лазера позволяет формировать двумерные матрицы с большим числом излучателей индивидуальной адресации. Такие матричные излучатели

рассматриваются в качестве наиболее перспективных источников для реализации оптической коммутации электронных модулей в будущих высокопроизводительных вычислительных системах, создания оптических векторных процессоров и быстродействующих многоканальных коммутаторов для нейронных сетей.

В качестве зеркал вертикально-излучающего лазера, ограничивающих вертикальный микрорезонатор Фабри-Перо, используются распределенные брэгговские отражатели (РБО). Наиболее широко распространена конструкция с легированными полупроводниковыми распределенными брэгговскими отражателями на основе чередующихся четвертьволновых слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ различного состава (рис. 4.1).

В таких приборах инжекция носителей заряда в активную область обеспечивается за счет протекания тока непосредственно через зеркала. При этом для пространственного ограничения активной области вертикально-излучающего лазера в латеральном направлении применяются изолирующая имплантация протонов или селективное окисление скрытых слоев AlGaAs (формирование апертуры). Однако реализация легированных распределенных брэгговских отражателей с низким сопротивлением требует использования сложных профилей легирования и состава на границах слоев, которые надо контролировать с высокой точностью. Кроме того, в конструкциях с легированными зеркалами сравнительно трудно получить малые значения паразитной емкости, что может ограничивать частотный диапазон приборов, а большая толщина легированных распределенных брэгговских отражателей ухудшает отвод тепла от активной области прибора и усложняет процедуру травления изолирующей мезы.

В последние годы активно разрабатываются конструкции вертикально-излучающего лазера с непроводящими зеркалами, в которых один или оба контакта выполнены к проводящим слоям, непосредственно примыкающим к активной (излучающей) области вертикально-излучающего лазера (intracavity-contacted VCSELs – ICVCSELs). В частности, такой подход был успешно использован при создании вертикально-излучающего лазера с активной областью на основе массивов самоорганизующихся квантовых точек, когда требуется обеспечить минимально возможный уровень оптических потерь в микрорезонаторе. Кроме того, поскольку в данном случае обе контактные площадки располагаются на лицевой стороне структуры, ICVCSELs идеально подходят для монтажа методом перевернутого кристалла (flip-chip) с выводом излучения через подложку (рис. 4.2). Этот способ

широко используется при интеграции матричных излучателей на основе вертикально-излучающего лазера и цифровых кремниевых интегральных схем. Однако успешная реализация вертикально-излучающего лазера с непроводящими эпитаксиальными зеркалами возможна только при прецизионном травлении глубоких многоступенчатых меза-структур.

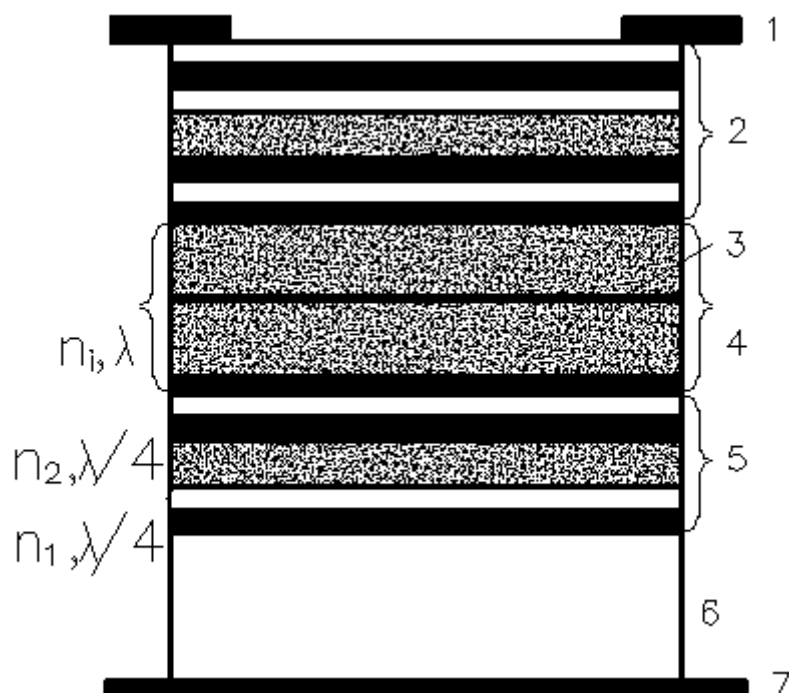


Рис. 4.1. Схема ПЛРБО: 1, 7 – контакты; 2, 5 – брэгговские зеркала; 3 – активный слой, состоящий из нескольких квантовых ям; 4 – A-слой; 6 – подложка

Новой интересной возможностью в технологии ICVCSELs является использование зеркал на основе AlGaO/GaAs , формируемых путем латерально селективного окисления в парах H_2O слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с высоким содержанием AlAs . Значительное различие коэффициентов преломления материалов для распределенного брэгговского отражателя с окисленными слоями позволяет обеспечить необходимый уровень отражения в широком диапазоне длин волн при существенно меньшем числе пар четвертьволновых слоев. В то же время необходима тщательная калибровка состава слоев эпитаксиальной структуры для обеспечения заданных скоростей окисления. Это особенно критично в случае формирования окисленных зеркал и токовых апертур в одном процессе, а также при реализации матриц вертикально-излучающего лазера, когда необходимо обеспечить 100-процентный выход годных приборов в пределах кристалла матрицы. Другая серьезная проблема при конструировании матричных излучателей – обеспечение возможности

монтажа методом перевернутого кристалла, для чего желательно выполнить металлизацию всех контактных площадок на одном уровне по высоте. Это обуславливает повышенные требования к механической надежности зеркал с окисленными слоями.

Ранее были разработаны дискретные вертикально-излучающие лазеры с активной областью на основе квантовых ям (КЯ) InGaAs, нижним полупроводниковым распределенным брэгговским отражателем и верхним распределенным брэгговским отражателем с окисленными слоями, в которых была реализована лазерная генерация в непрерывном режиме при комнатной температуре с пороговыми токами 0,5–1,5 мА, дифференциальной эффективностью до 0,5 мВт/мА и максимальной выходной мощностью до 3 мВт.

Разработанная конструкция индивидуального лазерного излучателя для матриц (8x8) излучателей вертикально-излучающего лазера схематически представлена на рис. 4.2.

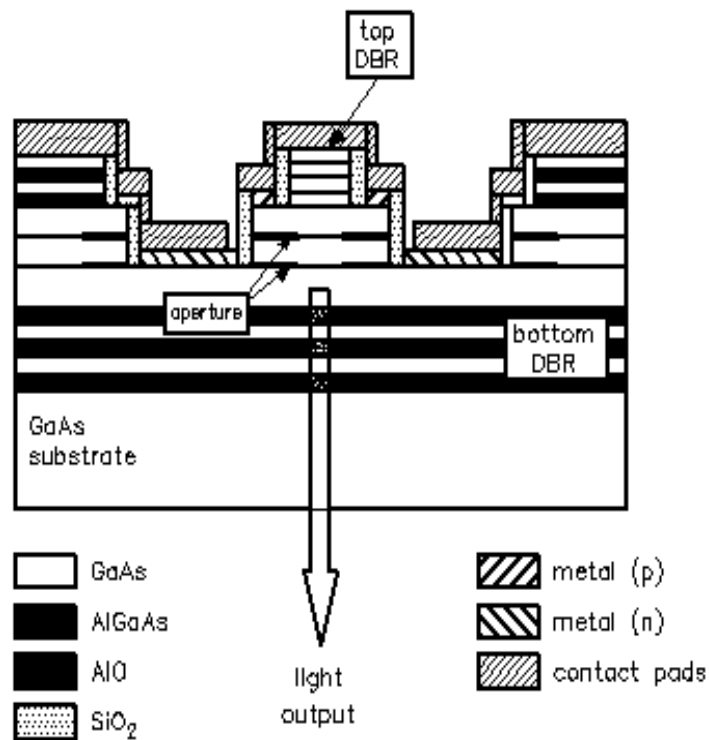


Рис. 4.2. Индивидуальный лазерный излучатель

В основе использован предложенный ранее вариант конструкции вертикально-излучающего лазера с нижним нелегированным полупроводниковым распределенным брэгговским отражателем AlGaAs/GaAs и верхним распределенным брэгговским отражателем AlGaO/GaAs. Основное отличие по сравнению с дискретным прибором

состоит в размещении площадки p -контакта непосредственно на поверхности распределенного брэгговского отражателя AlGaO/GaAs над активной областью. В случае монтажа методом перевернутого кристалла это должно улучшить отвод тепла от активной области вертикально-излучающего лазера. Кроме того, в предложенной конструкции слои металлизации обеих контактных площадок расположены на одном уровне по высоте, что существенно облегчает монтаж методом перевернутого кристалла. В предлагаемой конструкции отсутствует необходимость в травлении третьей (изолирующей) мезы или проведении изолирующей имплантации.

Структуры вертикально-излучающего лазера с активными слоями на основе квантовых ям InGaAs выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии и на полуизолирующих подложках GaAs ориентации (001). Типичная эпитаксиальная структура состоит из верхнего нелегированного распределенного брэгговского отражателя, содержащего 7 пар слоев $\text{GaAs/Al}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}$, неоднородно-легированного контактного слоя $p\text{-GaAs}$, верхнего апертурного слоя $p\text{-Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ с градиентным изменением состава на границах, нелегированной активной области с 2 квантовыми ямами $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ в матрице $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, нижнего апертурного слоя $n\text{-Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ с градиентным изменением состава на границах, контактного слоя $n\text{-GaAs}$ и нижнего распределенного брэгговского отражателя, содержащего 19 пар слоев $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As/GaAs}$. Толщины слоев AlGaAs и GaAs в нижнем распределенном брэгговском отражателе, апертурных слоев и слоев GaAs в верхнем распределенном брэгговском отражателе примерно соответствуют $1/4$ резонансной длины волны $\lambda_{\text{брэгга}}$ вертикального микрорезонатора. Толщины слоев $\text{Al}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}$ в верхнем распределенном брэгговском отражателе выбираются так, чтобы после окисления их толщина соответствовала $1/4\lambda_{\text{брэгга}}$ (с учетом изменения показателя преломления и некоторого механического сжатия слоев после окисления). Полная геометрическая толщина резонатора L_{cav} примерно соответствует $5\lambda_{\text{брэгга}}$. В некоторых структурах между подложкой и нижним полупроводниковым распределенным брэгговским отражателем выращивались дополнительные слои $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ и GaAs толщиной $\sim \lambda_{\text{брэгга}}$, используемые в качестве стоп-слоев при химическом травлении сквозных окон в подложке, предназначенных для вывода излучения.

Основной проблемой при эпитаксиальном выращивании структур вертикально-излучающего лазера является необходимость прецизионного (с точностью не хуже 1 %) контроля толщины и состава слоев.

Использование предварительных калибровок не всегда обеспечивает необходимую точность из-за возможных флуктуаций скоростей роста и положения держателя подложки, особенно при использовании установок молекулярно-пучковой эпитаксии лабораторного типа. Для воспроизводимого получения заданной резонансной длины волны использовалась предложенная ранее процедура, состоящая в прерывании роста после завершения формирования активной области, измерении спектра отражения от частично сформированной эпитаксиальной структуры в высоковакуумной камере установки молекулярно-пучковой эпитаксии и внесении соответствующих корректировок в режимы выращивания верхнего зеркала.

К числу наиболее критичных операций в технологии вертикально-излучающего лазера относится прецизионное травление многоступенчатых меза-структур и селективное окисление слоев AlGaAs.

Фотография кристаллов матричных излучателей представлена на рис. 4.3. Были получены образцы лазерных матриц форматом 8x8 со 100 % годных излучателей при шаге между индивидуальными вертикально-излучающими лазерами 750 мкм. Распределение выходной мощности индивидуальных вертикально-излучающих лазеров по площади для одного из изготовленных матричных излучателей представлено на рис. 4.4.

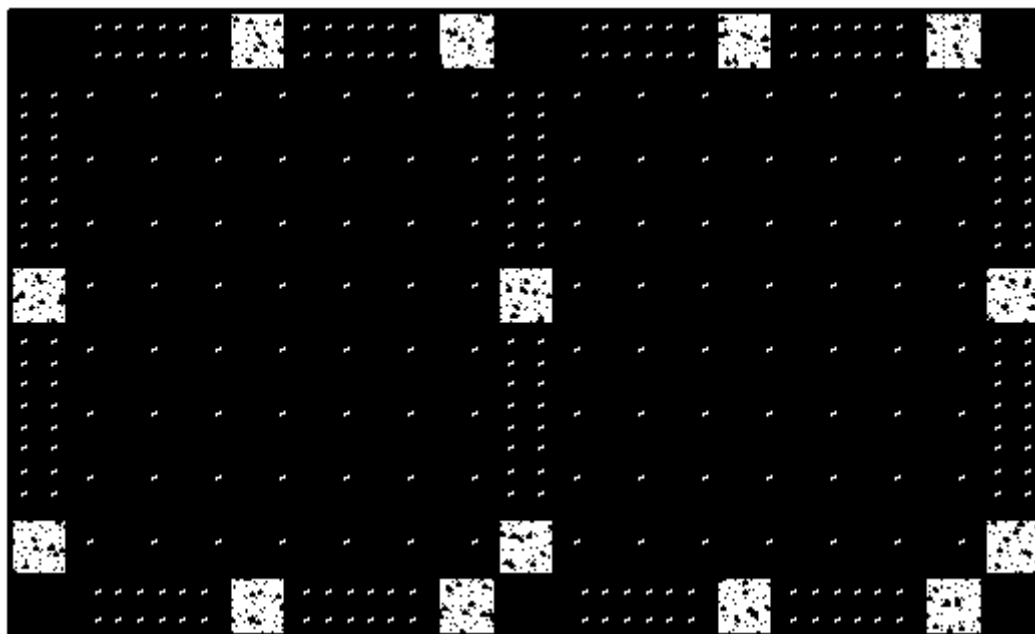


Рис. 4.3. Структура матричных излучателей

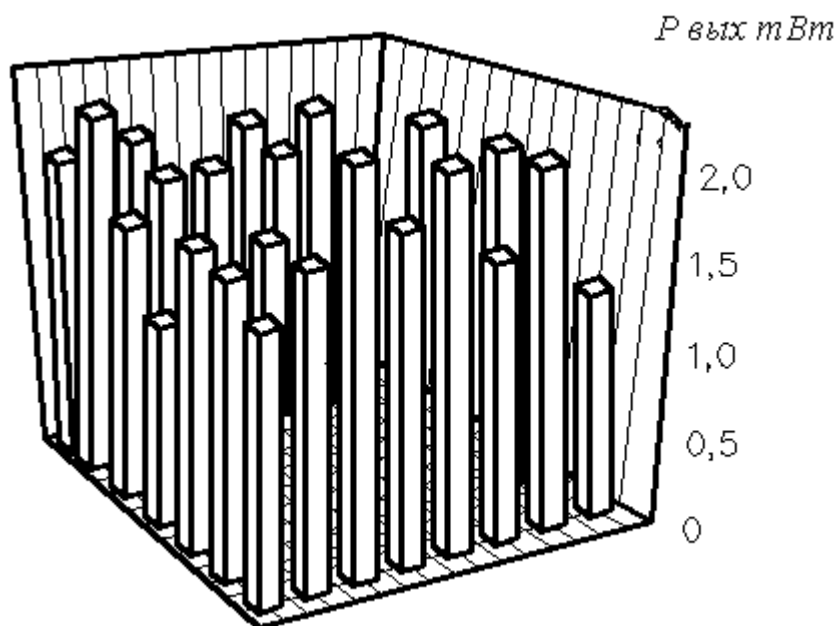


Рис. 4.4. Распределение выходной мощности одного из матричных излучателей [5]

Различные типы полупроводниковых лазеров нашли широкое применение в системах записи и воспроизведения информационных сигналов.

В настоящее время мощные полупроводниковые лазеры нашли применение как источники излучения для накачки различных видов твердотельных лазеров, суперлюминисцентных диодов с широким спектром излучения, а также для генерации сверхкоротких импульсов и источников энергии в медицине и биологических исследованиях [6]. Развитие мощных полупроводниковых лазеров долгое время сдерживалось по ряду объективных причин, главной из которых было противоречие между ростом мощности и сохранением миниатюрности размеров. Это противоречие в определенной степени удалось преодолеть только в конце 80-х годов XX века за счет разработки схемы с двойной гетероструктурой раздельного ограничения (СДГСРО) и квантово размерными активными областями (рис. 4.5). Путем снижения внутренних оптических потерь при расширении волновода и увеличения длины оптического резонатора в начале 90-х годов удалось повысить излучаемую оптическую мощность в непрерывном режиме до 5 Вт при максимальном КПД в 50 %. К концу 90-х годов благодаря снижению внутренних потерь за счет применения эпитаксиальных технологий (МОС – гидридной газофазной эпитаксии и молекулярно-пучковой эпитаксии) удалось снизить внутренние потери еще 3–5 раз и довести их до $1,5 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, удалось преодолеть десятиваттный рубеж непрерывной оптической мощности.

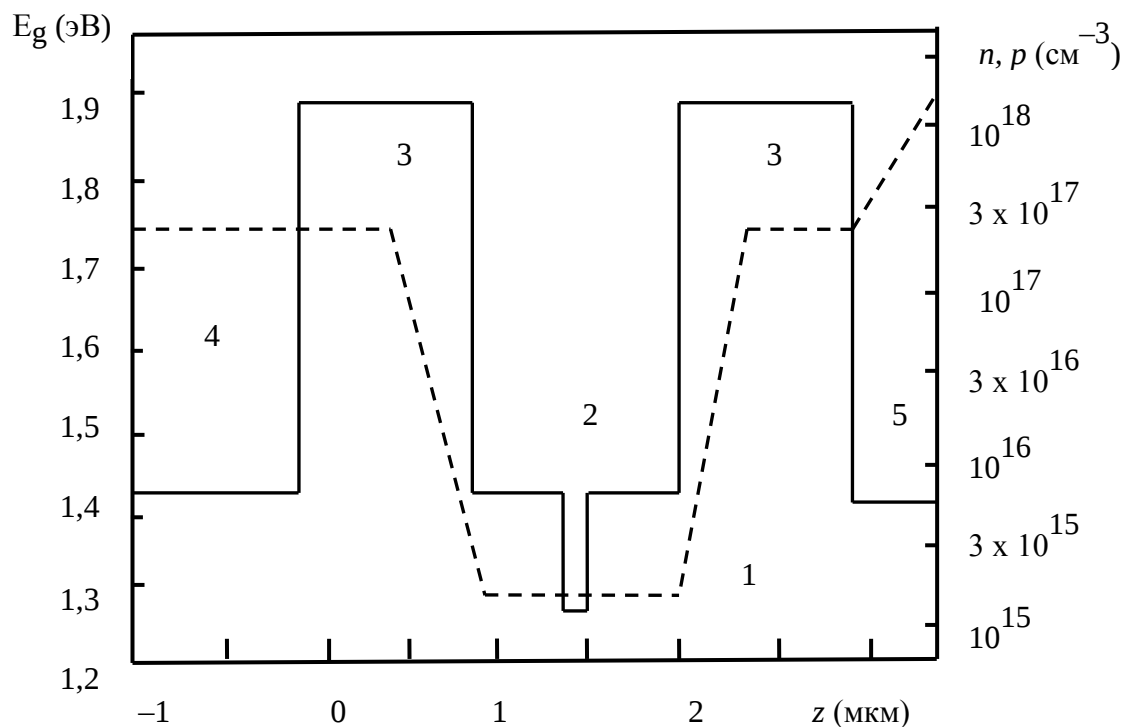


Рис. 4.5. Схематическая зонная диаграмма InGaP GaAs/InGaAs ДГС РО, а также расчетные профили легирования для донорной примеси кремния (штриховая линия) и акцепторной примеси магния (штрихпунктир); z – координата роста структуры (1 – активная область (квантовая яма из InGaAs); 2 – волновод из GaAs; 3 – эмиттеры из InGaP; 4 – подложка из GaAs; 5 – контактный слой)

Характерные зависимости мощности излучения и дифференциальной квантовой эффективности от тока накачки лазерного диода с длиной резонатора в 3040 мкм, на торцы которого были нанесены просветляющие и отражающие диэлектрические покрытия с коэффициентами отражения по мощности 5 % и 95 % соответственно, приведены на рис. 4.6. Выходная мощность в непрерывном режиме генерации достигла 16 Вт, а максимальное значение квантовой эффективности составило порядка 70 % при постоянной температуре теплоотвода и пороговой плотностью тока порядка 100 А/см^2 .

Значительно большую мощность можно получить при импульсном режиме генерации полупроводниковых лазеров, что хорошо прослеживается на вольтамперной характеристике лазерного диода (рис. 4.7).

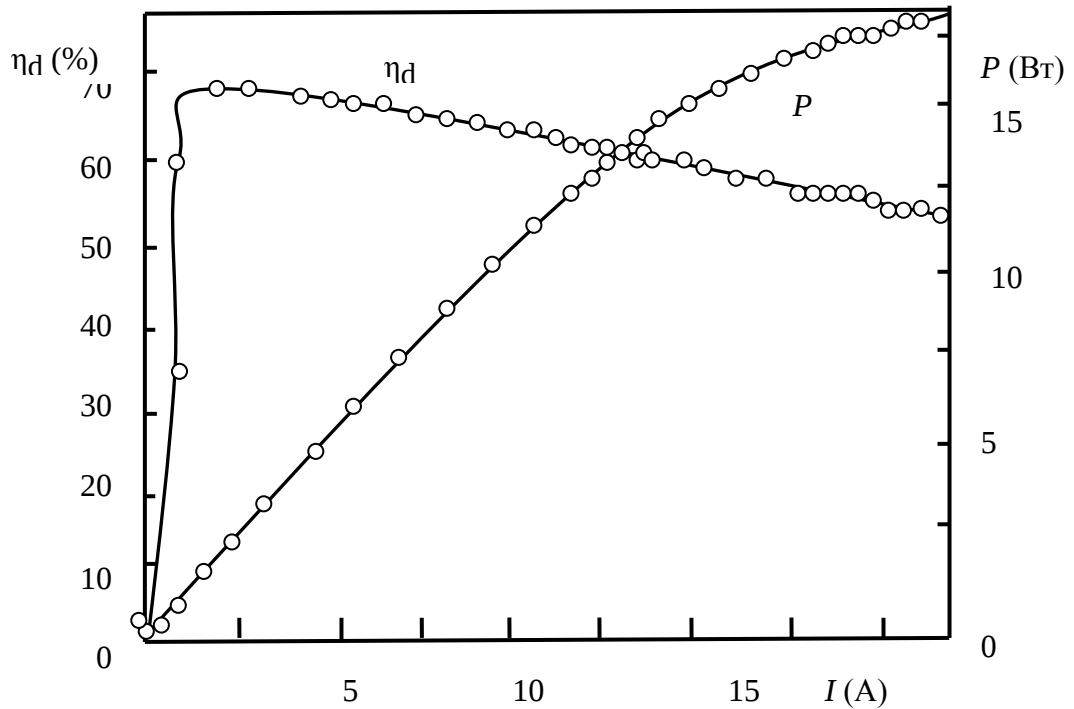


Рис. 4.6. Ватт-амперная характеристика и зависимость дифференциальной квантовой эффективности от тока накачки для лазерного диода с длиной резонатора $L = 3040$ мкм и шириной мезаполоски $D = 100$ мкм с высокоотражающим (95 %) и просветляющим (5 %) покрытиями на гранях резонатора в непрерывном режиме генерации при температуре 20 °С

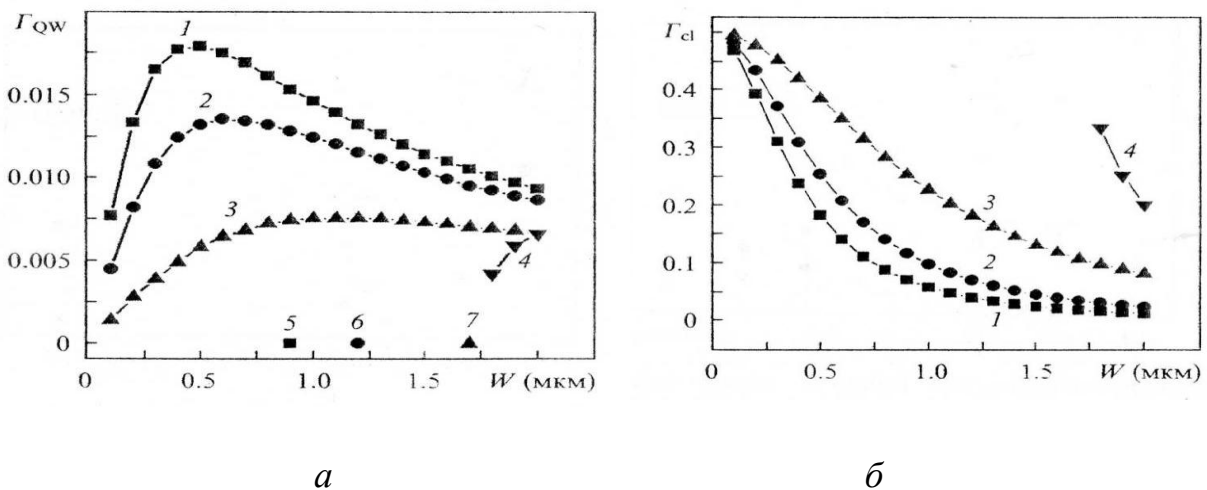


Рис. 4.7. Зависимости фактора оптического ограничения слоя активной области $\Gamma_{QW}(a)$ и эмиттерного слоя $\Gamma_{cl}(b)$ для нулевой (1, 2, 3) и второй (4) мод от толщины InGaAsP-волновода W для трех InGaAsP/InP ДГС РО при ширине запрещенной зоны твердого раствора волновода 1,1 эВ (1, 4, 5); 1,2 эВ (2, 6) и 1,3 эВ (3, 7). Точками на оси абсцисс отмечена толщина волновода, при которой появляется первая нечетная мода

Фундаментальными причинами, ограничивающими максимальную лазерную мощность в случае непрерывного режима излучения, является нагрев лазерного кристалла. В импульсном режиме генерации ограничение мощности связано со временем энергетической релаксации носителей заряда в слое активной области.

4.3.2. Приемники излучения на основе квантово-размерных эффектов

Одним из распространенных являются фотоприемники, предназначенные для совместной работы с лазерными излучателями в волоконно-оптических системах связи в диапазоне 1,3–1,55 мкм. Пока в основном распространены фотодиоды, содержащие квантовые ямы [7, 8].

Фотоприемники с квантовыми ямами являются примесными высокоомными фоторезисторами. В англоязычной литературе такие приемники излучения получили аббревиатуру *QWIP*-детектор, квин-детектор, (*Q*uantum *W*ell *I*nfrared *P*hotodetectors). Отличительной особенностью этих детекторов является то, что они могут быть созданы на химически устойчивых широкозонных материалах. Наиболее известными являются детекторы на структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. По сравнению с детекторами предыдущего поколения, устройства на квантовых ямах имеют ряд преимуществ: использование стандартных технологий выращивания слоев широкозонного полупроводника, высокую однородность, большой процент выхода годных изделий и низкую себестоимость, высокую тепловую стабильность и стойкость к проникающей радиации. Используя различные значения ширины квантовых ям и высоту барьера, можно изменять длинноволновую границу спектральной чувствительности *QWIP*-детектора от 3 до 20 мкм. Квантовая эффективность этих приемников излучения составляет менее 10 %, характерна чувствительность в узкой спектральной полосе и высокая скорость фотоответа (нс и пс). Обнаружительная способность *QWIP*-детекторов $D^* \sim 10^{10} \text{ см}^2 \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$, и она растет с понижением температуры (рис. 4.8). В настоящее время проводятся исследования по повышению рабочей температуры *QWIP*-приемников.

Матрицы на основе квантово-размерных структур являются перспективными для применений с длинноволновыми отсечками $\lambda > 14 \text{ мкм}$ [9–19]. В настоящее время созданы *QWIP*-матрицы формата (128) с малыми размерами пикселей в основном на структурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As *n*-типа, выращенных на подложках GaAs. На рис. 4.9 представлена структура фотоприемника GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами [3].

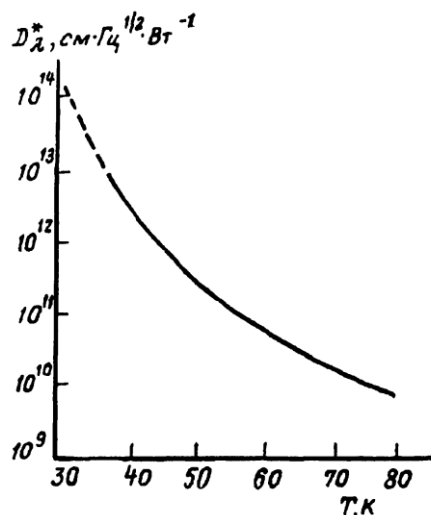


Рис. 4.8. Температурная зависимость обнаружительной способности для QWIP фотоприемника с длинноволновой отсечкой 10.7 мкм [2]

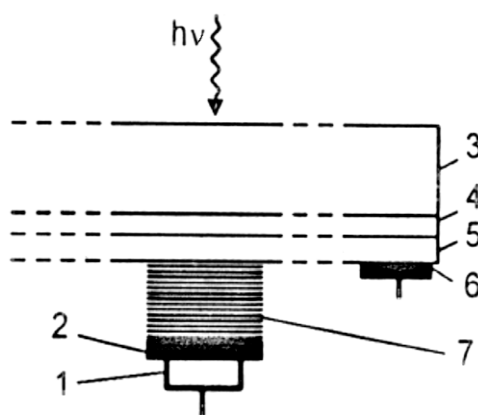


Рис. 4.9. Структура фотоприемника GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами: 1 – столбик из In, 2 – GaAs-контактный слой с одно- или двумерной сеткой, 3 – GaAs-подложка, 4 – AlAs-слой, 5 – GaAs-контактный слой, 6 – общий контакт, 7 – сверхрешетка (структура) GaAs/AlGaAs

Излучение поступает на приемник со стороны подложки. Для повышения поглощения фотонов поверхность GaAs-контактного слоя делают в виде дифракционной решетки. Кроме того, этот контактный слой и слой AlAs образуют оптический резонатор, что увеличивает поглощение фотонов.

Однако фотоприемники на квантовых ямах обладают и рядом недостатков. Так их чувствительность зависит от угла падения потока излучения на поверхность, коэффициент поглощения зависит от направления поляризации. Эти недостатки отсутствуют в фотоприемниках с квантовыми точками, поскольку вследствие трехмерного ограничения

волновых функций электронов, излучение поглощается и при нормальном падении на плоскости квантовых точек. В настоящее время самоорганизующиеся ансамбли квантовых точек, выращенных по методу Стравинского-Кристанова, составляющие основу нового поколения фотоприемников, имеют минимальный размер порядка 3 нм, обеспечивающий образование 2–3 квантово размерных энергетических уровней. Пример конструкции такого приемника с квантовыми точками на основе кремния со встроенными слоями квантовых точек германия представлен на рис. 4.10 [4].

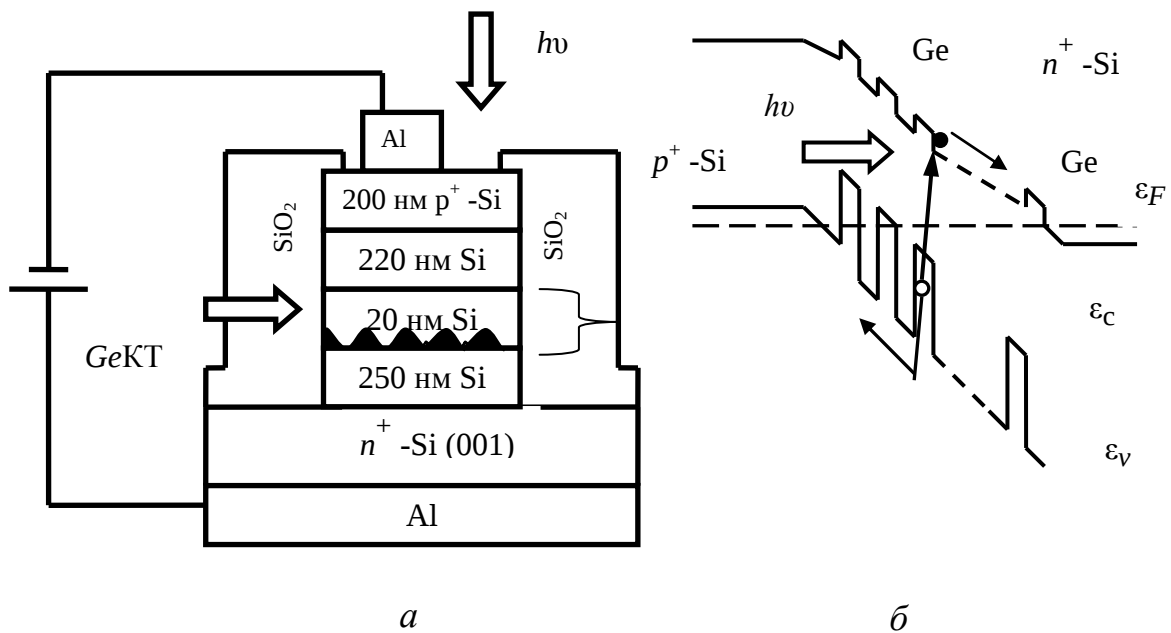


Рис. 4.10. Схема кремниевого *p-i-n*-фотодиода (а) и его энергетическая диаграмма в равновесии (б)

4.4. Новые поколения фотоприемников в ИК и УФ-диапазонах

В конце XX века значительно возрос интерес к освоению двух крайних по отношению к уже освоенным ИК- и УФ-диапазонам. В первом из них наибольшее внимание было обращено на область длин волн, лежащих в интервале $10\text{ мкм} \text{--} 3,0\text{ мм}$ ($10^{13} \text{--} 10^{11}$ Гц). Поскольку верхний предел ИК излучения условно близок к гигагерцовому диапазону радиоволн, то он получил название, терагерцового диапазона излучений. Электромагнитные волны терагерцового диапазона, как и радиоволны обладают большой проникающей способностью и в то же время подобно оптическим волнам хорошо фокусируются. Поэтому они начинают находить применение в медицинской диагностике, в системах

безопасности, поиске взрывчатых и наркотических веществ. К настоящему времени уже разработаны различные лазеры на этот диапазон [10, 11], и другие источники терагерцовых волн. Вполне естественно, что не меньший интерес возник к инфракрасным и терагерцовым приемникам. Поскольку этот диапазон стал осваиваться значительно позднее, чем ближний и средний ИК-диапазоны, то основные направления разработок были направлены на создание более совершенных фотоприемников с квантовыми точками, получившие название (*Quantum dot infrared photodeflectors* – *QDIP*) [12]. Главное усилие было направлено на повышение рабочего диапазона температур, вплоть до комнатных и понижение значения теплового тока. С этой целью в *QDIP*-приемниках было использовано резонансное туннелирование переходов носителей в квантовых точках, чтобы разделить фототоки, генерируемые в квантовых точках от теплового тока (рис. 4.11) [12].

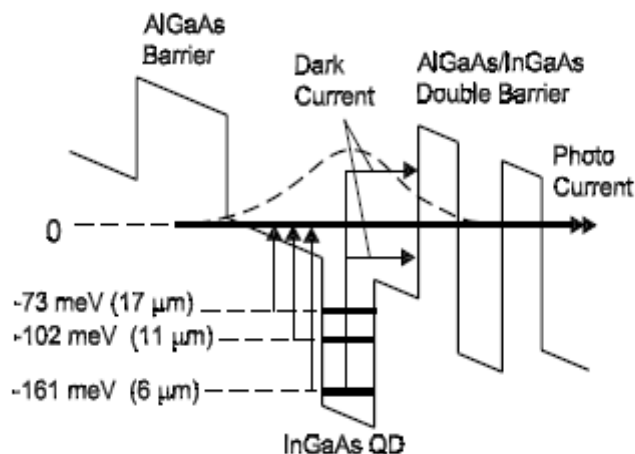


Рис. 4.11. Диаграмма профиля зоны проводимости QDIP структуры с барьером для темнового тока и резонансным возбуждением фототока

Таким образом, эффект резонансного туннелирования позволяет значительно увеличить отношение фототок/тепловой ток и использовать ИК-приемник при более высоких температурах независимо от длины волны излучения. Характерной особенностью T-QDIP приемников является контроль в процессе формирования размеров квантовых точек, что позволило не только повысить чувствительность приемников, но и сузить спектральную область детектирования.

Разработанная схема [12] приемника (рис. 4.12) была сформирована на подложке GaAs посредством молекулярно-пучковой эпитаксии.

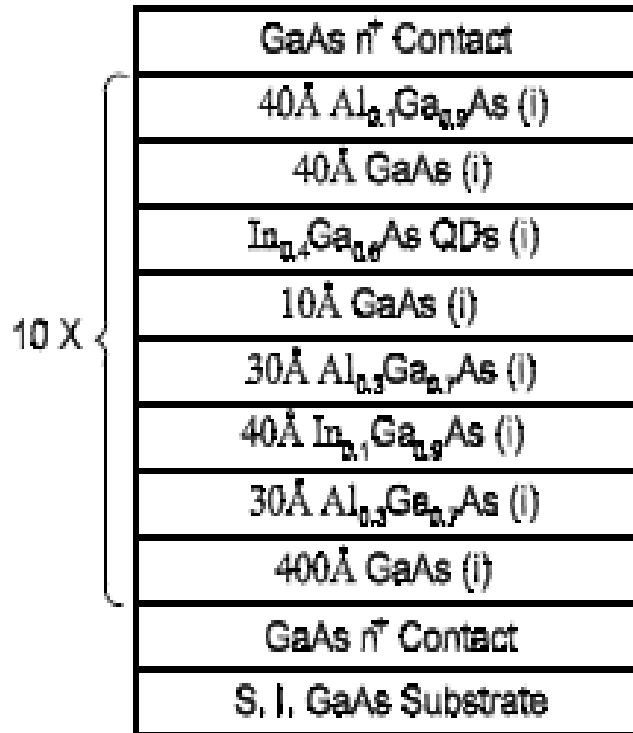


Рис. 4.12. Схема гетероструктуры QD в InGaAs, помещенной в слой квантовых ям GaAs

На подложке был сформирован двойной барьер AlGaAs/InGaAs/AlGaAs, позволяющий разделить фото- и тепловой токи. Затем последовательно были сформированы монослои твердого раствора InGaAs, в которых возникали самоорганизующиеся ансамбли квантовых точек. Формирование плоского ансамбля квантовых точек заканчивалось созданием разделительного барьера AlGaAs, необходимого для отражения фотоэлектронов. Для фотовозбужденных носителей с энергией, равной разности между энергиями квантовых точек и верхнего заполненного электронами уровня, вероятность туннелирования носителей через барьер близка к единице, а для всех других электронов, составляющих тепловой ток, двойной барьер является препятствием для их распространения.

Энергетическая диаграмма для профиля зоны проводимости фотоприемника T-QDIP, представленная на рис. 4.11, описывает процесс блокирования теплового тока и резонансное прохождение фототока через двойной барьер, что подтверждается зависимостью плотности теплового тока от приложенного смещения в температурном интервале 200–300 К. Экспериментально полученная спектральная характеристика T-QDIP приемника в температурном диапазоне 240–300 К, изображенная на рис. 4.13, содержит два пика фотоотклика на 6 и 17 мкм.

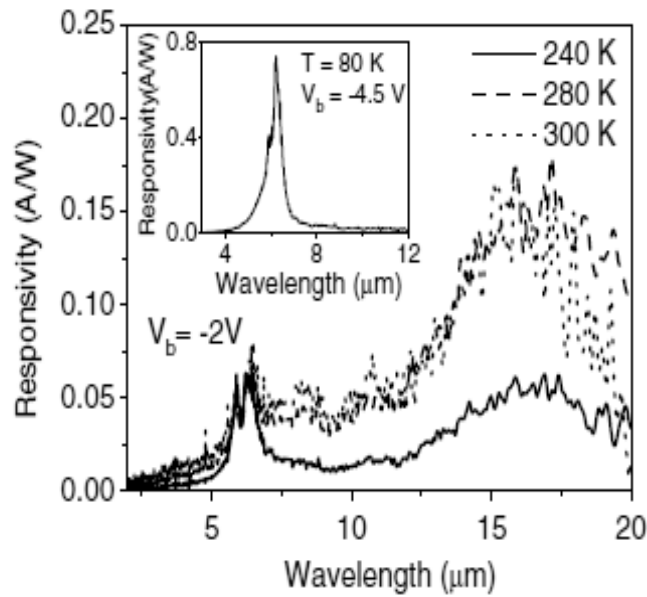


Рис. 4.13. Спектральная характеристика *QDIP* приемника при различных температурах

Причем пик на 6 мкм обусловлен переходом из основного состояния квантовой системы точек к вершине заполненного уровня, а пик на 17 мкм переходом от второго возбужденного состояния точек к вершине заполненного уровня ($\Delta\varepsilon = 73$ мэВ). Слабый пик при 11 мкм соответствует переходу из первого возбужденного состояния. Обнаружительная способность в максимуме спектральной чувствительности при 17 мкм и температуре 300 К достигла значения $D^* = 10^7$ см Гц^{0,5}Вт⁻¹, а токовая чувствительность до 0,1 А·Вт⁻¹, что является пока рекордными значениями для таких высоких температур.

Подобная схема фотоприемника была использована при разработке терагерцового детектора на диапазон длин волн до 55 мкм, соответственно до частот в 5,5 ТГц. Активный слой с квантовыми точками формировался в $\text{In}_{0,6}\text{Al}_{0,4}\text{As}$, допированном *n*-кремнием. Темновой ток также блокировался двойным барьером $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$. Чтобы уменьшить резонансную частоту переходов, для квантовых точек использовались переходы от второго возбужденного уровня в точке к резонансному состоянию границы (рис. 4.14).

Резонансные отклики порядка 0,6 мА/Вт и 0,6 мА/Вт были обнаружены соответственно при 80 К и 150 К вблизи длины волны 50,4 мкм. Резонансная полуширина пика на полувысоте составила 3 мкм: подобное уширение в основном обусловлено неоднородностью распределения размеров самоорганизующихся точек.

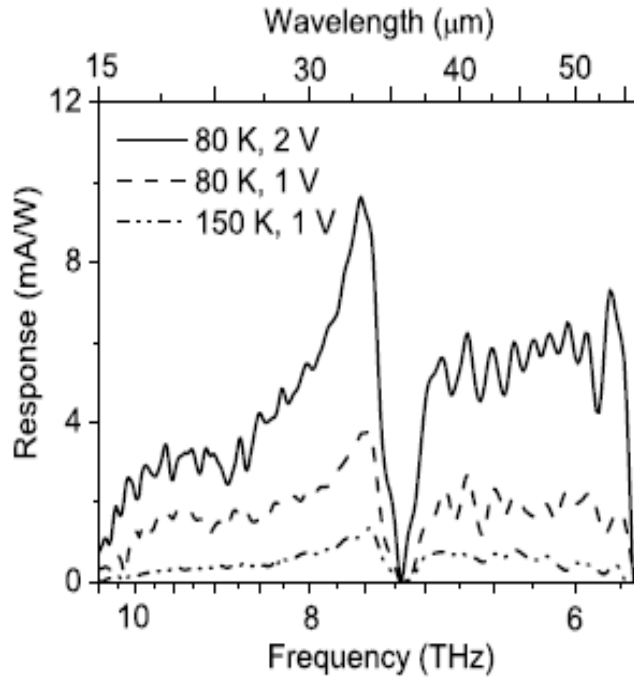


Рис. 4.14. Спектральная характеристика ТГц QDIP приемника при различных температурах

В конце XX века одновременно с дальним ИК диапазоном проявился интерес к исследованиям эффектов, связанных с воздействием коротковолнового (0,1–0,3 мкм) экстремального УФ (ЭУФ) и рентгеновского (0,01–0,1 мкм) диапазонов излучения на различные объекты, в том числе при проекционной литографии, рентгеновской микроскопии, диагностики высоко-температурной плазмы [13, 14]. Сейчас уже существует значительное число когерентных (лазерных) и некогерентных источников излучения в данном диапазоне, однако и повышаются требования к детекторам ЭУФ излучения. Для этих целей ранее были разработаны и уже применяются кремниевые детекторы двух типов: первые на основе *p-n*-структур, разработанные в США и получившие аббревиатурное название AX и V, и вторые *p-n*-фотодиоды SDD-100 и V, разработанные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [14]. Однако для обоих типов фотодетекторов ЭУФ-диапазона присуща высокая чувствительность к УФ, видимому и ближнему ИК-излучению. Уже в 10-е годы XXI века в ФТИ им. А.Ф. Иоффе и институте микроструктур РАН [26] был разработан также кремниевый фотодиод нового поколения, в котором для подавления нежелательного излучения с большими длинами волн был использован многослойный ZnS-фильтр, нанесенный непосредственно на активную область фотодиода.

4.5. Матричные многоэлементные приемники излучения

4.5.1. Особенности матричных приемников

В видимой области спектра мы привыкли к наличию больших контрастов между отдельными деталями наблюдаемых объектов. В ИК-области приходится иметь дело с температурными контрастами $(0,1 - 0,01)^\circ\text{K}$. Установлено, что различие в коэффициенте излучения на 1 % эквивалентно разности температур порядка 1 К.

В середине прошлого столетия начинают развиваться системы обнаружения и системы тепловидения, которые находят применение как в гражданской, так и в военной тематике. Основной тенденцией развития фотоприемных систем нового поколения является увеличение площади чувствительной поверхности приемника излучения. Это обусловлено тем, что отношение сигнал/шум, т.е. основной параметр, определяющий пороговые характеристики приемной системы, зависит как корень квадратный из площади приемника. Требование же высокого пространственного разрешения несовместимо с большой приемной площадкой и приводит к необходимости применения многоэлементного приемника с плотной упаковкой отдельных элементов малого размера, что значительно усложняет задачу [15, 16].

В 1956 г. впервые были проведены опыты по сканированию объектов с помощью одноэлементного приемника излучения. Скорость сканирования была не очень большой, что приводило к определенным техническим трудностям и к неудовлетворительному качеству изображения.

В тепловизоре с фотоприемным устройством (ФПУ), имеющим один малоразмерный чувствительный элемент, развертка изображения должна вестись по двум координатам, аналогично строчной и кадровой разверткам обычного телевизора. Существует много конструкций двухкоординатных сканеров с использованием вращающихся зеркал, зеркальных призм и клиньев, но все они сложны и дороги. Тепловизоры с одним фоточувствительным элементом в ФПУ не достигают той чувствительности, которая необходима для многих применений. Это легко понять, если вспомнить, что время кадра $1/25$ секунды определяется свойствами человеческого глаза и не может быть уменьшено без ущерба для качества изображения. За $1/25$ секунды нужно осмотреть все элементы разложения изображения. Поэтому сигналы от каждого элемента получаются очень короткими и для их усиления и обработки в

электронном тракте нужна широкая полоса частот. При этом значительно растут шумы, и снижается отношение сигнал/шум.

4.5.2. Многоэлементная линейка чувствительных элементов

Следующим этапом развития тепловизионных приборов является использование фотоприемных устройств (ФПУ) с многоэлементными линейками чувствительных элементов. В этом случае отпадает необходимость сканирования по двум координатам. Время сканирования вдоль линейки может быть сделано равным времени кадра. В этом случае возникают новые трудности, связанные с неоднородностью параметров фоточувствительных элементов линейки.

В случае параллельного сканирования при появлении дефекта хотя бы в одном из элементов линейки появляется черная строка. Кадр приобретает полосатую структуру. Поэтому лучше возвратиться к сканированию по двум координатам; применяется последовательное сканирование с режимом временной задержки и накопления сигнала. Элементы изображения пробегают при сканировании вдоль линейки и создают сигналы, которые затем складываются на конденсоре, и общий сигнал поступает в усилитель. Сигнал последнего элемента поступает без задержки, а сигнал первого – с наибольшей задержкой. При N -элементах линейки сигнал растет в N раз, а шум – в $\sqrt{N}$ раз, так как случайные процессы складываются по правилу сложения квадратов. Если в линейке имеется один дефектный элемент, то сигнал несколько снизится, но изображение ухудшится незначительно. Принцип последовательного сканирования с временной задержкой и накоплением сигнала схематично представлен на рис. 4.15.

Системы второго поколения предусматривают создание тепловизионных и тепlopеленгационных систем по модульному принципу. В работе [9] исследованы фотоэлектрические характеристики многорядного фотоприемного устройства формата 6×576 элементов на основе гетероэпитаксиальных структур кадмий-ртуть-теллур, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии. Эта матрица является наиболее приемлемой для замены изделий формата 4×288 элементов в аппаратуре. Предложенные технические решения позволяют повысить удельную обнаружительную способность до значений $2 \cdot 10^{11} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$, а также увеличить разрешающую способность.

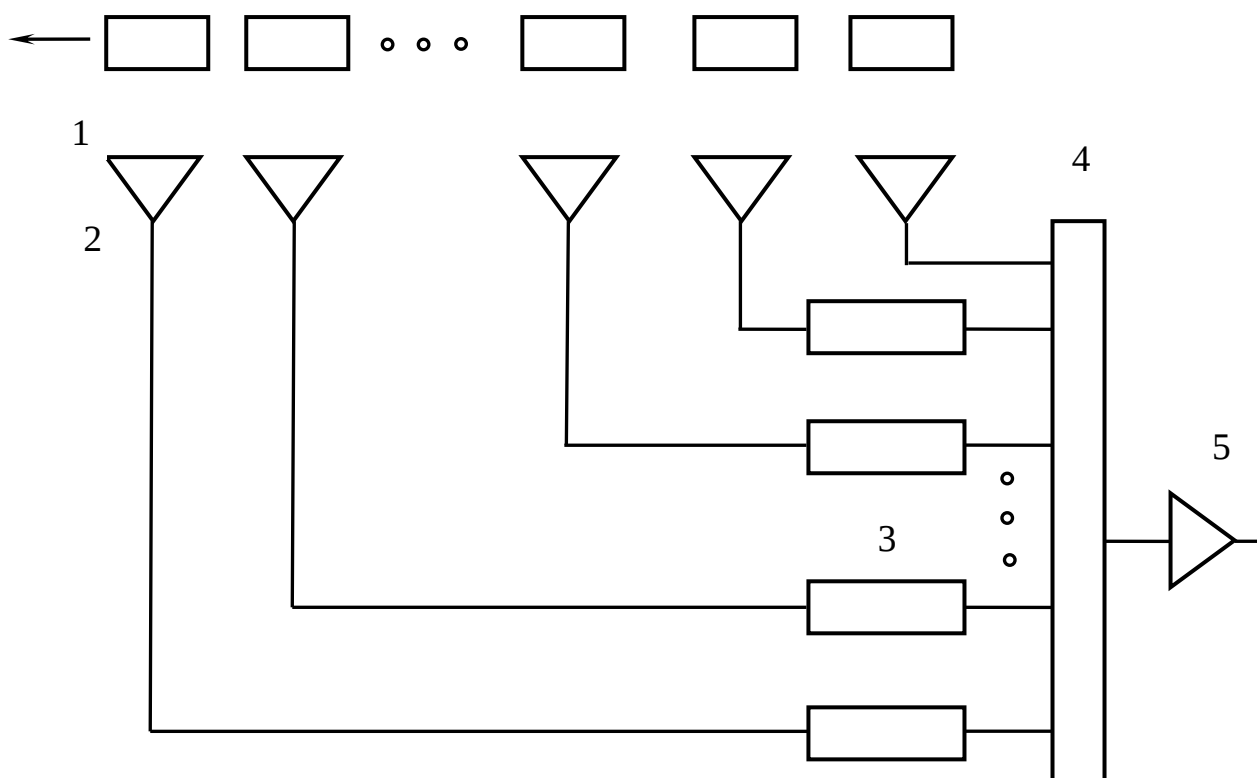


Рис. 4.15. Схема последовательного сканирования с задержкой и накоплением сигналов: 1 – линейка фотоэлементов, 2 – предусилители, 3 – линии задержки, 4 – накопитель сигнала, 5 – усилитель видеосигнала

4.5.3. Двумерная система чувствительных элементов

Мечтой разработчиков тепловизоров долгие годы был полный отказ от механического сканирования. Необходима двумерная система фоточувствительных элементов – матрица. В научно-технической литературе эти системы фотоприемных устройств (ФПУ) называются: фокальная «смотрящая» матрица (*FPA – focal plane array*). Тепловизоры на основе таких матриц не требуют оптического сканирования при формировании сигнала изображения и должны реализовывать преимущества обработки фотосигнала, связанные с большим временем его накопления. Последнее в пределе может быть равно времени кадра, которое, как правило, определяется инерционностью человеческого глаза. Применение фокальных матриц позволяет существенно уменьшить габаритные размеры, энергопотребление, упрощает требования к оптической схеме тепловизионной системы.

В видимой и ближней ИК области спектра задача была решена в 1971 г. Бойлем и Смитом, изобретателями кремниевых приборов с зарядовой связью. В настоящее время наиболее значительные успехи в области создания

матричных фотодетекторов ИК-диапазона с высокими пороговыми характеристиками достигнуты на пути разработки высококачественных фотодиодов на основе HgCdTe , которые являются основными элементами для создания фокальных, «смотрящих» матриц. Созданы «гибридные» фотоматрицы. Термин «гибридные» означает, что отдельно изготавливаются фотоматрица из чувствительных элементов и матрица, представляющая собой сверхбольшую интегральную схему на основе кремния для считывания и обработки сигналов чувствительных элементов. Эти матрицы стыкуются при помощи множества микроконтактов из индия. Квантовая эффективность этих матриц близка к единице. В настоящее время – это продукт самой высокой технологии. Матрицы имеют формат 256×256 или 512×512 и более элементов [18,19]. Процесс гибридизации достаточно сложен, и чем больше количество элементов, тем сложнее избежать возникновения механических напряжений. Также при этом могут возникнуть паразитные емкости и сопротивления. В настоящее время для выращивания пленок КРТ широко используются подложки CdZnTe , у которых коэффициент термического расширения сильно отличается от Si , что приводит к большим механическим напряжениям между матрицей детекторов и мультиплексором в процессе циклов нагрева и охлаждения. В результате появляются разрывы индиевых столбиков в гибридной сборке. Решением может являться переход от гибридной технологии к монолитной, когда фоточувствительные слои выращиваются непосредственно на поверхности кремниевого мультиплексора, в специально отведенных для этого окнах [20]. Схема фотоприемника имеет ключевое отличие от фотоприемника на основе планарных структур – каждый пиксель имеет два независимых контакта, тогда как при гибридной сборке у матриц фотодиодов есть один общий контакт к базе и по одному отдельному контакту к p - n -переходу. Измерены вольт-амперные характеристики диодов. Установлено, что зависимость фототока и темнового тока фотодиода от размера мезоструктуры проявляется в диапазоне размеров мез от 30×30 , 50×50 , 80×80 , 100×100 мкм. При увеличении размера происходит уменьшение темнового тока и увеличение фототока.

Специфичны шумы многоэлементных приемников излучения. Наряду с обычными шумами, присущими одноэлементным приемникам, в матрицах появляются шумы, определяемые физическими принципами их работы, а также способами считывания сигнала. Большое значение имеет так называемый геометрический шум, возникающий из-за различий спектральной чувствительности, а также темновых токов отдельных элементов матрицы. Бороться с таким видом шума достаточно сложно. Для этого необходимо совершенствовать технологию производства

чувствительных элементов. В последние годы для борьбы с геометрическим шумом успешно используются методы электронной коррекции, а также осреднение сигналов, снимаемых с нескольких соседних элементов.

Блок-схема фокальной ИК-матрицы с электронной обработкой сигналов представлена на рис. 4.16 [21].

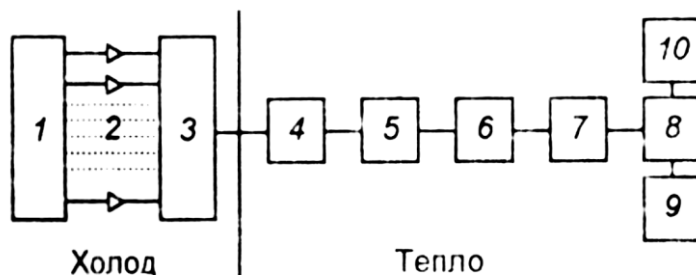


Рис. 4.16. Блок-схема ИК-матрицы с электронной обработкой сигналов

Фототок каждого чувствительного элемента матрицы 1 усиливается предусилителем 2 и накапливается в течение кадра в интеграторе мультиплексора 3. Эти элементы матрицы изготавливаются в интегральном исполнении в одном блоке и размещаются при охлаждении в криостате. Далее следует компьютерная обработка сигналов, которые сначала направляются в аналоговую схему обработки 4, где происходит предварительная коррекция неоднородности чувствительности. Затем аналоговые сигналы преобразуются в цифровые 5 и поступают в цифровую схему обработки 6, в которой корректируются неоднородности ячеек. После этого сигналы исправляют (возможно вычитание неработающих ячеек 7) и направляют в блок формирования изображения 8. На выходе информация выводится на телевизионный экран 9, а также выдается в цифровом виде 10. Для считывания сигналов используют приборы с зарядовой связью ПЗС и схемы на комплементарных металл-окисел-полупроводник (КМОП) импульсных полевых транзисторах.

Для области спектра (3–5) мкм фотоматрицы изготавливаются на основе диодных структур из антимонида индия (InSb) [17], а на область (8–12) мкм – на основе фотодиодов из теллурида кадмия-теллурида ртути (HgCdTe).

Число элементов в смотрящих матрицах разных ИК-диапазонах становится все больше и больше. Компания «Софрадир» (Франция) усовершенствовала процесс создания чувствительного материала КРТ и подняла еще выше уровень технологии гибридизации. За последние годы были внедрены многочисленные усовершенствования для достижения большей однородности матриц чувствительных элементов в фокальной

плоскости. В среднем ИК-диапазоне представлено высокоэффективное фотоприемное устройство на КРТ размерности 1280x1024 [22].

Элементы ИК-фотоприемников имеют предельные характеристики по чувствительности и шумам только при достаточном охлаждении. Поэтому в состав тепловизоров входит микрокриогенное устройство. Оно представляет собой малогабаритную газовую холодильную машину, работающую на основе термодинамических циклов или теплообменник на основе эффекта Джоуля-Томсона. Для ручных приборов ночного видения используются термоэлектрические охладители, изготовленные на эффекте Пельтье.

4.5.4. Неохлаждаемые тепловые фотоматрицы

Для некоторых применений требования к параметрам ИК-матриц не являются жесткими, однако матрица желательно должна быть дешевой, простой и надежной. В последние годы большие успехи были достигнуты при создании неохлаждаемых тепловых фотоматриц. В неохлаждаемых матрицах используется термический механизм детектирования излучения, включая резисторный болометрический, пироэлектрический и термоэлектрический эффекты. Неохлаждаемые двумерные матрицы, которые не требуют вакуумного дьюара, системы охлаждения, оптического сканирования и, тем не менее, имеют приемлемый уровень параметров в ИК-области спектра, могут эффективно использоваться для решения большого числа тепловизионных задач. Пороговые характеристики фотонных детекторов выше, чем болометрических фотоприемников. В квантовых фотодетекторах при межзонном поглощении ИК-излучения каждый поглощенный фотон генерирует электронно-дырочную пару, которая и определяет фототок. В тепловых фотоприемниках энергия поглощенного фотона перераспределяется между всеми подсистемами кристалла. Поэтому чувствительность тепловых приемников ниже, чем квантовых; тепловые приемники также и более инерционны.

Обычно считают, что приемники ИК-излучения с высокими параметрами должны всегда работать при криогенных температурах. Это верно, если идет сравнение одиночных элементов: квантовый фотоприемник для области спектра 8–12 мкм при $T = 77\text{ К}$ в 100 раз чувствительнее пироэлектрического приемника излучения при комнатной температуре. Однако если сравнить параметры тепловизионных систем, состоящих из дюжины охлаждаемых чувствительных элементов, с системами, состоящими из десятков или сотен тысяч неохлаждаемых элементов, то создается паритет. В последние годы созданы

микроболометры из кремния, которые изменяют температуру на $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ при падении излучения 10 нВт ; создана компактная неохлаждаемая ИК-камера на базе матрицы 240×336 с 50-мкм болометрами в комплекте с монолитным мультиплексором на той же подложке [17]. Чувствительность этой матрицы выше чувствительности сканирующих охлаждаемых матриц, используемых в военных целях. Фронт работ по неохлаждаемым «смотрящим» матрицам быстро растет.

4.5.5. Инфракрасные двухцветные матрицы

Инфракрасные системы поиска и слежения, чувствительные в двух или более спектральных диапазонах, имеют преимущества по сравнению с одноцветными системами. Они имеют возможность распознавать и идентифицировать цель, увеличивая ее контраст и уменьшая шумы, обеспечивают требуемое спектральное разрешение. Разделение на отдельные спектральные каналы осуществляется путем создания двух- или многослойных фотоприемных структур, отдельные слои которых поглощают излучение в различных спектральных диапазонах. Такие фотоприемные структуры могут работать в режиме одновременного или последовательного считывания сигнала. При подаче напряжения смещения в последовательном режиме работы один из фотодиодов будет смещен в обратном направлении, а другой – в прямом. Перемена полярности смещения приводит к изменению спектральной чувствительности. При одновременном считывании спектральных полос обратное смещение подается на каждый фотодиод. На рис. 4.17 даны спектральные характеристики двухцветных фотодиодов HgCdTe для обоих методов считывания.

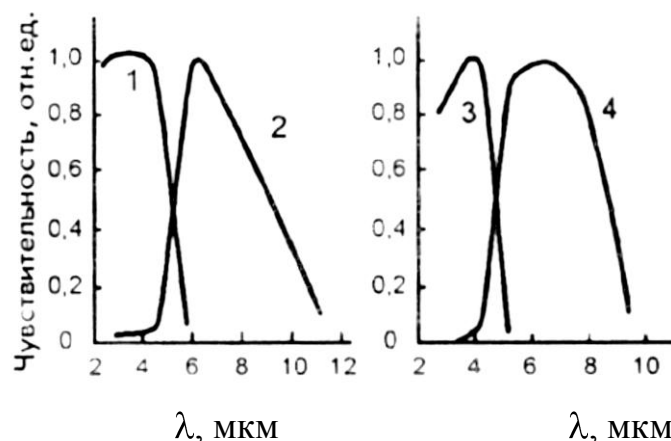


Рис. 4.17. Спектральные характеристики двухцветных фотодиодов HgCdTe при одновременном (а) и последовательном (б) считывании сигналов ($T = 78\text{ K}$) [10]:

$1-\lambda_{1/2} = 5,4\text{ мкм}$; $2-\lambda_{1/2} = 9,2\text{ мкм}$; $3-V = 0\text{ мВ}$, $\lambda_{1/2} = 4,8\text{ мкм}$; $4-V = +200\text{ мВ}$,
 $\lambda_{1/2} = 8,7\text{ мкм}$

Двухдиапазонные матричные приемники излучения создаются также на основе QWIP-структур, изготовленных на основе GaAs/AlGaAs. Такие фотоприемные устройства работают по способу одновременного считывания сигналов, образованных в узких спектральных диапазонах, например, на 5,0 и 8,6 мкм (рис. 4.18). Перекрывание спектральных диапазонов практически отсутствует, что выгодно отличает QWIP-приемник от фотодиодов на базе HgCdTe. Однако рабочая температура QWIP-приемника примерно на 10 градусов ниже рабочей температуры матриц из HgCdTe.

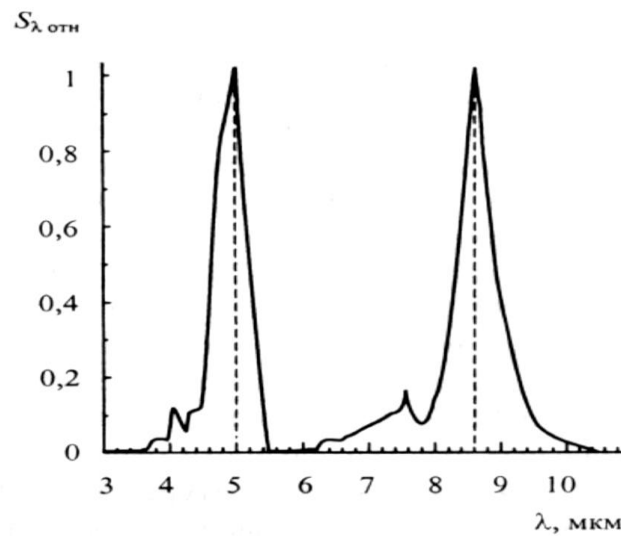


Рис. 4.18. Относительная спектральная чувствительность для двухспектрального QWIP-приемника излучения [19]

В последнее время распределение основных параметров матрицы по элементам (фоточувствительность, обнаружительная способность, шум, NETD) представляют гистограммами, которые показывают степень однородности многоэлементного приемника излучения, формирующего изображение. Характеристики элементов матрицы фотоприемников измеряются при последовательном подключении каждого элемента к входу усилителя посредством матричного мультиплексора. Гистограммы современных фотоматриц имеют нормальное гауссовское распределение измеряемого параметра с малой полушириной [20].

4.5.6. Объемные 3D-изображения наблюдаемых объектов

Трехмерное тепловизионное изображение какого-либо объекта основано на цифровой обработке матричного двухмерного изображения и введении в него информации о расстоянии до каждого отдельного фрагмента тепловизионного 3D-изображения [21, 23]. Такую информацию получают с помощью отраженных сигналов импульсного лазера, облучивающего наблюдательный объект, что является основой лазерной дальнометрии [23, 24]. В подобных матричных трехмерных устройствах для выделения информации о дальности и интенсивности фрагментов объекта необходимо производить обработку сигналов для каждого из пикселей и преобразование из аналоговой в цифровую форму. Для этих целей в каждый пиксел дополнительно включаются компаратор, АЦП и другие электронные компоненты. При использовании в наземных условиях лазерная импульсная подсветка осуществляется в прозрачном атмосферном окне (1,3–1,6 мкм) с длительностью импульсов порядка наносекунд. В матричных фотодетекторах используются лавинные фотодиоды со структурой $n^+ - n^- p^+$ с размерами фоточувствительной площадки от 20 до 350 мкм и быстродействием до $6 \cdot 10^{-11}$ с и охлаждаемые до 80 К. В фотодиодах типа $n^+ - n^- p^+$, выполненных на основе твердых растворов КРТ, используется механизм лавинного усиления, при котором ИК излучение поглощается в слаболегированной n -области и фотовозбужденные электроны, попадая в сильное поле потенциального барьера p - n перехода, образуют лавину, приводящую к значительному усилению фототока с коэффициентом усиления от 100 до 1000 без изменения отношения сигнал/шум. Также были разработаны быстродействующие детекторы на основе Si, Ge, SiGe, InGaAs для спектральных диапазонов от 0,6 до 1,54 мкм [22]. Применение подобных фотодиодов в системе лазерной дальнометрии позволило определять расстояние до искусственного спутника Земли на расстоянии до $2 \cdot 10^4$ км с точностью до 1 см [22, 23].

Таким образом, разработка многоэлементных «смотрящих» матриц длинноволнового ИК-диапазона с большим временем накопления фотосигнала (в пределе, равном постоянной времени человеческого глаза) является актуальной задачей.

4.6. Многоканальные фотоприемные системы

Один из примеров современных оптикоэлектронных систем технического зрения являются разработанные в последние годы в разных странах, и в том числе в России, многоканальные системы дистанционного контроля технического состояния высоковольтного электрооборудования. Особенно, это касается энергетики и электрического транспорта. Дефекты в электрических схемах и высоковольтных изоляторах в основном проявляются по наличию температурных аномалий и частичных электрических разрядов. Поскольку сигналы дефектов первого типа проявляются в инфракрасном диапазоне, а дефекты второго типа в ультрафиолетовом и видимом диапазонах, то для повышения достоверности контроля объектов энергетики, т.е. не только обнаружения дефекта, но и степени его влияния на бесперебойное функционирование энергетических и транспортных систем, необходимо сочетать в одном приборе возможности детектирования всех информационных сигналов. Выполнение поставленной цели достигается путем сочетания в приборе датчика электрических разрядов УФ-диапазона, высокочувствительной видеокамеры и ИК-модуля для регистрации теплового излучения. Функциональная схема подобного прибора, включающая также блоки пространственного накопления сигналов и программных способов обработки и представления многоканальной информации, представлена на рис. 4.19 [24–26].

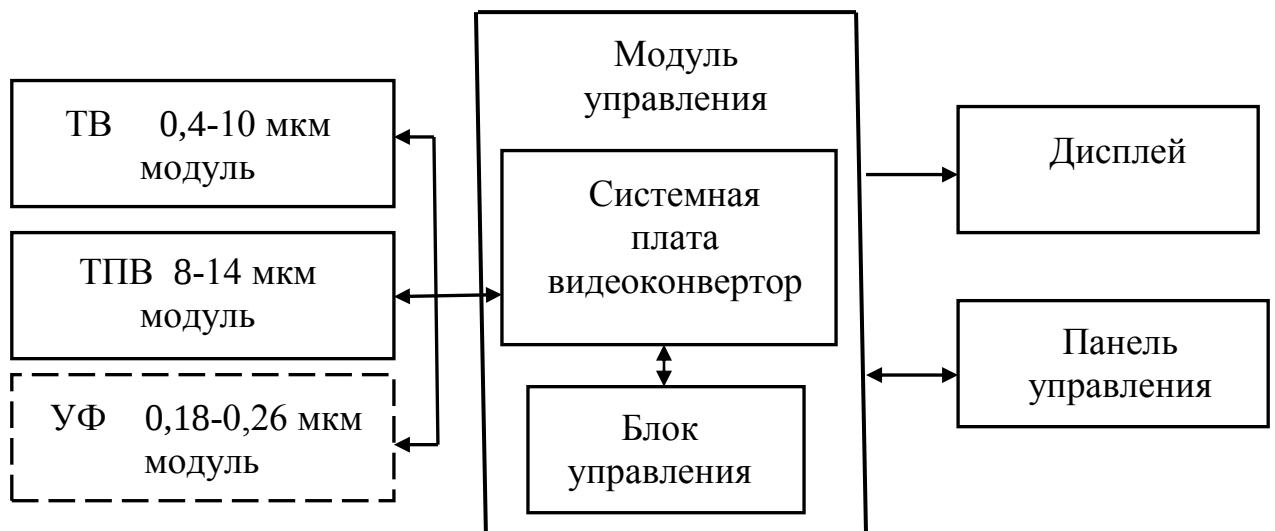


Рис. 4.19. Функциональная схема многоканального прибора контроля (МПК)

Совместное использование трех каналов регистрации электромагнитного излучения и локального изменения температуры в области дефекта и телевизионного наблюдения позволяет обеспечивать визуальное обнаружение дефекта в зоне объекта контроля. Решенная задача по совмещению телевизионного и тепловизионного изображения дефекта практически исключает остаточный параллакс, путем двухступенчатой его коррекции. Сравнительные характеристики технических параметров приборов МПК (КГЭУ, ОАО Красногорский завод им. С.А. Зверева) и фирмы MultiCAM (США) представлены в таб. 4.3, указывают практически близкие возможности разработанных приборов по обнаружению дефектов высоковольтного энергетического оборудования.

Таблица 4.3. (начало)

Сравнительная таблица технических параметров приборов

Наименование параметра	МПК			MultiCAM (UVIRCO Technologies)		
	ТПВ-канал	ТВ-канал	УФ-канал	ТПВ-канал	ТВ-канал	УФ-канал
Количество фоточувствительных элементов, разрешение, ТВ линий	384x288	752x582	1	384x288	460	
Рабочий спектральный диапазон, мкм	8-14	0,4-1,0	0,185-0,260	8-12		0,24-0,28
Поле зрения, °	6,4x4,8	7,7x5,7		8x6	8x6	8x6
Элементарное поле зрения, мрад	0,26x0,29	0,18x0,17		0,36x0,36		
Минимальная обнаруживаемая разность температур при $D/F = 1/1$, °С; порог чувствительности, лк	0,19 (без режима накопления)	0,00005		0,05	3	
Каналы регистрации электрических разрядов	2 канала			1 канал		
Режимы отображения	Независимое, совмещенное, монохромное/цветное, позитив/негатив, функция электронного увеличения			Независимое, совмещенное, монохромное/цветное, функция электронного увеличения		

Сравнение данных обзоров основных тенденций развития отечественных и зарубежных оптических и оптикоэлектронных систем за последние годы [10, 11, 27–29] позволяет выделить наиболее актуальные направления.

Выделены наиболее актуальные направления дальнейшего совершенствования оптико-электронных систем, в том числе: создание многоспектральных (многодиапазонных, многоканальных) оптико-электронных систем с обеспечением возможности работы в УФ, видимом, ближнем, среднем и дальнем ИК-диапазонах спектра; создание оптико-электронных систем с элементами адаптивной и асферической оптики для всех спектральных диапазонов; применение во многих оптико-электронных системах широкоугольной внеосевой зеркальной оптики с глубокой асферикой и облегченных конструкций.

Литература к главе 4

1. Ерофейчев В.Г. Инфракрасные фокальные матрицы / В.Г. Ерофейчев. Оптический журнал, 1995. – Т.62. – № 2. – С. 3–17.
2. Филачев А.М. Твердотельная электроника / А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко. М.: Физматкнига, 2012. – 363 с.
3. Ерофейчев В.Г. Инфракрасные фокальные матрицы / В.Г. Ерофейчев. Оптический журнал, 1996. – Т. 63. – № 6. – С. 4–17.
4. Щука А.А. Нанoeлектроника: учеб. пособие / А.А. Щука. – М.: Физматкнига, 2007. – 463 с.
5. Жуков А.Е. Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек для систем оптической связи / А.Е. Жуков, А.Р. Ковин. Квантовая электроника, 2008. – т. 38. – с. 409–423.
6. Тарасов И.С. Мощные полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур раздельного ограничения / И.С. Тарасов. Квантовая электроника, 2010. – т. 40. – с. 661–681.
7. Кравченко А.Ф. Электронные процессы в твердотельных системах пониженной размерности / А.Ф. Кравченко, В.Н. Овсяк. – Новосибирск. Изд-во Новосибирского университета, 2000. – 447 с.
8. Курбатов Л.Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра / Л.Н. Курбатов. М.: МФТИ, 1999. – 320 с.
9. Болтарь К.О. Фотоприемное устройство формата 6х576 элементов на спектральный диапазон 8–12 мкм / К.О. Болтарь, И.Д. Бурлаков, А.М. Филачев, Н.И. Яковлева. Прикладная физика, 2012. – № 3. – С. 61–65.

10. Корнеева М.Д. Современное состояние и новые направления полупроводниковой ИК-фотоэлектроники (часть 1) / М.Д. Корнеева, В.П. Пономаренко, А.М. Филачев. Прикладная физика, 2011. – № 2. – С. 47–60.
11. Корнеева М.Д. Современное состояние и новые направления полупроводниковой ИК-фотоэлектроники (часть 2) / М.Д. Корнеева, В.П. Пономаренко, А.М. Филачев. Прикладная физика, 2011. – № 3. – С. 82–90.
12. Ariyawansa G. Multi-color tunneling quantum dot infrared photodetectors operating at room temperature / G. Ariyawansa, A.G.U. Perera et al. Infrared Physics & Technology, 2007. – V. 50. – P. 156–161.
13. Long J.P. UV detectors and focal plane array imagers based on AlGaIn p-i-n photodiodes / J.P. Long, S. Varadarajan et al. Optoelectronics Review, 2002, –v. 10. – p. 254;
14. Азуев П.Н. Кремниевый фотодиод для экспериментального ультрафиолетового диапазона спектра с селективным Zr/Si покрытием / П.Н. Азуев, М.М. Барышев, Б.Я. Бер и др. Квантовая электроника, 2012. – т. 41. – с. 943–948.
15. Сорочкин А.В. Исследование фотоэлектрических характеристик диодов в макетных фоточувствительных пикселях для монолитного матричного ИК фотоприемника / А.В. Сорочкин, В.С. Варавин, А.В. Предеин, И.В. Сабина, М.В. Якушев. Физика и техника полупроводников, 2012. – Т. 46. – В. 4. – С. 551–557.
16. Ерофейчев В.Г. Перспективы использования ИК матриц в тепловидении / В.Г. Ерофейчев, М.М. Мирошников. Оптический журнал, 1997. – Т. 64. – № 2. – С. 5–13.
17. Астахов В.П. Фотодиоды из антимонида индия с эффектом Мосса-Бурштейна на основе жидкофазных гомоэпитаксиальных структур / В.П. Астахов, В.В. Карпов и др. Прикладная физика, 2012. – №4. – С. 79–85.
18. Триболе Ф. Большие смотрящие КРТ-матрицы компании «Софрадир» / Ф. Триболе, Ж. Дестефанис. Прикладная физика, 2007. – Т. 74. – № 2. – С. 54–63.
19. Тарасов В.В. Инфракрасные системы «смотрящего» типа / В.В. Тарасов, Ю.Г. Якушников. М.: Логос, 2004. – 443 с.
20. Карнаушенко Д.Д. Инфракрасные фотоприемные устройства на основе системы фотодиод – прямоинжекционное устройство считывания / Д.Д. Карнаушенко, И.И. Ли, В.Г. Половинкин, Ж.В. Гумелюк-Сычевская. Прикладная физика, 2012. – № 4. – С. 91–99.

21. Schooley M.G. Low Cost 3D Vision for Autonomous Vehicles / M.G. Schooley, E. Mei. Proc SPIE, 2003. – v. 5074. – p. 28.
22. Deniguel S. Theoretical analysis and comparison of SWIR active imaging detectors / S. Deniguel. Proc. SPIE, 2009. – V. 7298. – p. 729836.
23. Reine M.B. Characterisation of HgCdTe MWIR Back-Illuminated Electron-Initiated Avalanche Photodiodes / M.B. Reine, J.W. Marciniak, K.K. Wong et al. Journ. Electron. Matter, 2008. – V. 37. – p. 1377.
24. Derelle S.A. Monte Carlo Study of multiplication and noise in HgCdTe avalanche photodiodes / S.A. Derelle, S. Bernhardt, R. Haidar Et al. Proc. SPIE, 2008. – v. 7003. – p. 70031.
25. Галее Д.Р. Многоканальный прибор для дистанционной диагностики технического оборудования / Д.Р. Галеев, А.Б. Бельский, Д.К. Зарипов, А.В. Бусарев, И.М. Валеев, В.В. Караев. Оптический журнал, 2009. – № 8. – с. 46.
26. Галеев Д.Р. Приборное обеспечение оперативной диагностики высоковольтного электрооборудования./ Д.Р. Галеев, А.Б. Бельский, Д.К. Зарипов, А.В. Бусарев. Прикладная физика, 2010. – № 5.
27. Галеев Д.Р. Коррекция неоднородности фоточувствительных элементов для теплоовизионного контроля энергетических объектов / Д.Р. Галеев Д.Р., Н.К. Андреев. Казань: Известия Высших учебных заведений. Проблемы энергетики, 2009. – № 1–2. – с. 113–117.
28. Балоев В.А. и др. Развитие новых направлений в отечественном оптическом и опто-электронном приборостроении / В.А. Балоев. Оптический журнал, 2010. – Т. 77. – № 8. – С. 75–80.
29. Рогальский А. Инфракрасные детекторы / А. Рогальский. Новосибирск. «Наука», 2003. – 636 с.

ГЛАВА 5. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ, МАТЕРИАЛЫ, УСТРОЙСТВА ФОТОЭНЕРГЕТИКИ

5.1. История развития солнечной фотоэнергетики

Человечество с незапамятных времен рассматривало Солнце как неиссякаемый и вполне безопасный источник света и тепла. Более того, все ископаемые источники энергии на Земле – уголь, торф, нефть и газ основаны в основном на фотохимических процессах, происходивших на Земле. Однако источники ископаемого топлива конечны и крайне неравномерно распределены по поверхности Земли.

По данным фонда «Global Technology Revolution 2020» только дешевая солнечная энергетика включена международными экспертами в перечень 16 самых перспективных технологий 2020 года. В идеальном случае можно использовать практически весь спектр солнечного излучения – от ультрафиолетового до инфракрасного и даже террагерцового диапазона.

Солнечная фотоэнергетика родилась во многом за счет использования достижений электроники и, в частности, фотоэлектроники, лазерной техники и конечно электроэнергетики для космических аппаратов. Именно такой синтез научных достижений послужил основой для развертывания как космической, так и наземной фотоэнергетики.

Впервые фотовольтаический эффект, т.е. генерация электродвижущей силы под действием оптического облучения, наблюдался в электролитической ячейке Эдмондом Беккерелем в 1839 году, затем в 1876 году У. Адамсом и Р. Деем были выполнены первые эксперименты с твердотельным фотоэлектрическим селеновым элементом. Дальнейшее развитие теории и техники твердотельных фотоэлементов было в какой-то степени «задержано» стремительным развитием электровакуумных ламп и фотоэлементов. Тем не менее, в 1922 году наш соотечественник, выдающийся радиоинженер О.В. Лосев в Нижегородской радиолaborатории впервые в мире построил полупроводниковый прибор, способный усиливать и генерировать электромагнитные колебания, получивший название «Кристадин Лосева». Позднее, в 1927 году О.В. Лосев открыл явление свечения кристалла карборунда при прохождении тока через точечный контакт. По существу это был первый светодиод полупроводникового типа. Открытия Лосева вызвали большой, но кратковременный интерес, поскольку они значительно опережали потребность в подобных приборах.

Определенный перелом наступил уже в 30-е годы XX века. Он был связан с развитием твердотельной электронной тематики в Ленинградском

физико-техническом институте (ЛФТИ) под руководством Абрама Федоровича Иоффе. В 1935 году там были созданы первые серно-таллиевые фотоэлементы с запорным слоем. Их высокое качество позволило уже в 1938 году разработать в ЛФТИ первую в мире программу энергетического использования «солнечных фотоэлектрических крыш». К сожалению, начавшаяся Великая Отечественная война не позволила реализовать этот замысел.

В 1954 году в США были созданы первые кремниевые фотоэлементы, использовавшие электронно-дырочный переход (*p-n*-переход) для разделения зарядов, имевшие к.п.д. порядка 6 %. Подобные фотоэлементы были созданы в СССР в 1958 году и тут же были установлены на искусственном спутнике Земли (ИСЗ-3). Одновременно США установили кремниевые солнечные батареи на ИС-3 «Авангард-1».

В начале 1960-х году в США и СССР были созданы первые ФЭП на полупроводниках группы A_3B_5 также с использованием *p-n*-переходов. В Советском Союзе такие солнечные батареи во многом заменили другие источники электропитания в космической отрасли, что ярко проявилось при посылке межпланетных станций на Венеру (1965 г.) и исследованиях Луны с помощью «Лунохода-1» (1970 г.) и «Лунохода-2» (1973 г.).

Впервые разработанные в ЛФТИ им. А.Ф. Иоффе гетероструктуры типа AlGaAs-GaAs (руководитель Ж.И. Алферов) стали основой для дальнейшего прогресса в производстве ФЭП. В частности, такие ФЭП общей площадью в 70 м^2 были установлены на космической станции «Мир», запущенной СССР в 1986 году и просуществовавшей в полном функциональном режиме до 2002 года.

Новым шагом в более полном использовании всего спектра солнечного излучения стали разработанные в 90-е годы XX века многоэлементные (каскадные) ФЭП на основе гетеропереходов с различной шириной запрещенной зоны. К настоящему времени уже созданы и успешно работают трехкаскадные солнечные модули.

Почти одновременно были разработаны физические принципы концентрирования солнечного излучения на ФЭП-модули с использованием линз Френеля, что позволило повысить плотность светового потока в десятки и даже сотни раз.

Начало XXI века характеризуется двумя параллельными процессами в развитии солнечной фотоэнергетики: фундаментальными исследованиями в области физики полупроводниковых и других материалов и одновременным не менее бурным развитием солнечных энергосистем большой мощности. Причем роль солнечной энергии в

энергетике будущего определяется возможностями промышленного использования новых физических принципов, технологий, материалов и конструкций солнечных элементов, модулей и электростанций.

Помимо проблемы крупномасштабной солнечной энергетики, в мире наблюдается стабильный рост числа запускаемых спутников и космических станций. Причем этот процесс сопровождается ужесточением требований к весу, размерам и стоимости космической техники, что естественно стимулирует непрерывный рост потребности в высокоэффективных солнечных батареях с новыми видами фотоактивных материалов.

Существуют значительные различия в требованиях к ФЭП для наземного и космического использования. В первом случае всегда предполагается их массовое производство, они должны быть относительно дешевы и высокотехнологичны. Во втором случае при малом производстве они должны обладать рекордно высоким к.п.д. и минимальным весом, невзирая на высокую стоимость и сложность изготовления. Однако, как и в характеристиках массового и гоночного автомобилей, новшества при разработке вторых переходят впоследствии и в конструкцию первых. Примером тому является тот факт, что усовершенствованные арсенид-галлиевые солнечные батареи с использованием вместо p - n -переходов гетеропереходов в системе AlGaAs-GaAs впервые были применены на орбитальной станции «Мир». Они имели не только более высокий к.п.д., но и оказались более радиационно стойкими, несмотря на более высокую стоимость по сравнению с кремниевыми ФЭП на p - n -переходах.

В настоящее время в ряду главных полупроводниковых материалов, используемых в разработках тонкопленочных солнечных элементов, кроме уже упомянутых кристаллического кремния (с-Si) и твердых двойных и тройных твердых растворов на основе арсенида галлия (GaAs), также утвердились аморфный кремний (α -Si), телурид кадмия (CdTe), твердые растворы Cu(In, Ga)Se₂ (CIGS), CuInSe₂ (CIS), CuGaSe₂ – CGS. Согласно имеющимся оценкам [1, 2] приведенный выше комплекс требований к солнечным космическим батареям в основном может быть удовлетворен фотопреобразователями из подобных материалов в виде тонких пленок, сформированных на легких и дешевых подложках с минимальной микроразмерной толщиной.

Кроме перечисленных полупроводниковых материалов в солнечной фотоэнергетике начинают применяться органические материалы, в том числе, полимерно-фуллереновые наноструктуры.

В целом, развитие материаловедения для СФЭ практически повторяло путь развития обычной полупроводниковой микро- и

наноэлектроники, а также квантовой электроники, что отражено в следующем графике (рис. 5.1):

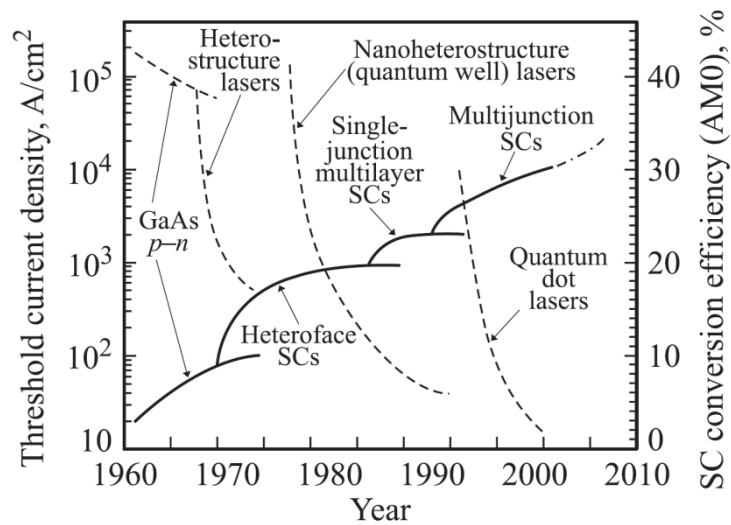


Рис. 5.1. Эволюция параметров инжекционных лазеров и солнечных элементов на основе A_3B_5 . Пунктирные линии (левая ось) – эволюция плотностей пороговых токов для трех поколений инжекционных лазеров. Сплошные линии (правая ось) – эволюция эффективностей фотоэлектрического преобразования в солнечных элементах на основе различных структур (солнечный спектр AM0, без концентрации светового потока)

5.2. Общая характеристика процессов непосредственного преобразования энергии солнечного излучения в электрическую энергию

Действие солнечного фотоэлектрического преобразователя (ФЭП) основано на использовании внутреннего фотоэффекта. При освещении преобразование осуществляется в результате протекания ряда физических процессов в полупроводнике: генерации дополнительных носителей заряда, их диффузия и дрейфа под действием электрического поля p - n -перехода, разделение зарядов и сбор их на внешних электродах. Свободные носители создают во внешней цепи фотоЭДС и фототок.

Поскольку при фотовозбуждении происходит переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, то одной из наиболее важных характеристик ФЭП является ширина запрещенной зоны, разделяющей в полупроводнике валентную зону и зону проводимости. При этом наибольшая эффективность фотоизлучения достигается при условии

$$\nu_{\text{изл}} = \varepsilon_g / h, \quad (5.1)$$

где h – постоянная Планка; $\nu_{\text{изл}}$ – частота излучения.

Наибольшее применение получила конструкция ФЭП с p - n -переходом, представленная на рис. 5.2.

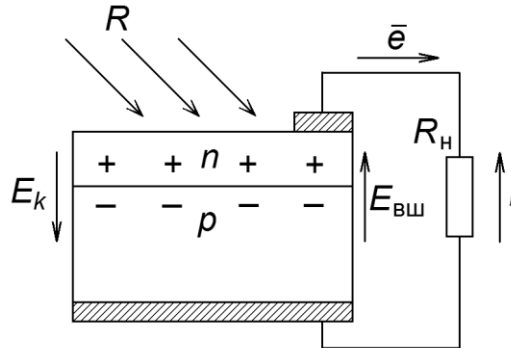


Рис. 5.2. Принципиальная схема фотоэлемента на основе p - n -перехода:
 E_k – контактная разность потенциалов; R – световой поток; $E_{\text{вн}}$ – внешнее (генерируемое) электрическое поле; R_H – сопротивление нагрузки

Интегральная эффективность этих процессов определяет выходные параметры ФЭП: напряжение холостого тока $U_{\text{ос}}$ в отсутствии внешней нагрузки, плотность тока короткого замыкания $J_{\text{сч}}$ при замкнутом на коротко ФЭП. Важнейшим параметром ФЭП является его к.п.д. (или эффективность преобразования энергии солнечного излучения в электрическую).

$$\eta = I_H U_H / P_c, \quad (5.2)$$

где P_c – мощность солнечного излучения, падающего на поверхность ФЭП; I_H , U_H – ток и напряжение на нагрузке. Фактор заполнения нагрузочной характеристики FF определяется как отношение:

$$FF = J_m U_m / J_{\text{сч}} U_{\text{ос}}, \quad (5.3)$$

где J_m и U_m – плотности тока и напряжения для максимальной выходной мощности P .

Эффективность преобразования солнечных фотоэлементов определяется несколькими составляющими: спектральным распределением солнечного излучения, спектром поглощения активного материала, используемого в ФЭП, и его поглощательной способностью. Как следует из графика спектральной плотности мощности солнечного излучения

(рис. 5.3), при наземных условиях излучение Солнца практически отсутствует ниже длин волн 300 нм и также резко убывает выше 2,5 мкм.

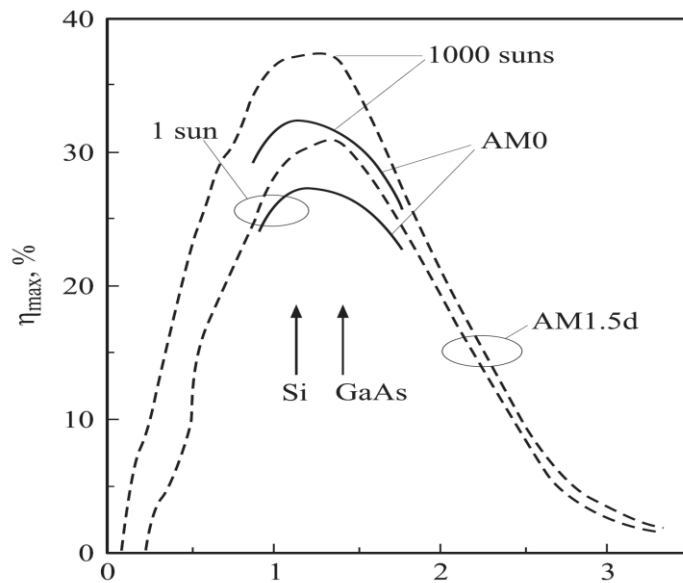


Рис. 5.3. Зависимости максимально допустимой эффективности преобразования (η_{max}) солнечного элемента с одним p - n -переходом от ширины запрещенной зоны материала. Сплошные линии – для солнечного спектра AM0, пунктирные – для спектра AM1.5d (для неконцентрированного солнечного излучения (1 sun) и для 1000-кратно концентрированного излучения (1000 suns)) [1, 3]

Одним из главных условий рентабельной работы ФЭП является увеличение эффективности фотопреобразования за счет выполнения нескольких условий: использование более широкого спектра солнечного излучения, повышение плотности излучения с концентрацией излучения, повышение поглощательной способности (использование новых материалов). В зависимости от функций использования солнечных элементов в виде панелей и батарей в земных условиях или в космосе упомянутые выше условия могут трансформироваться и даже противоречить друг другу с учетом сложности и стоимости получения фотоактивных материалов, электрической мощности, вырабатываемой на единицу веса, теплофизических и механических характеристик и ряда других характеристик. В этом ряду требований к ФЭП особенно в последние годы внимание было обращено на повышение поглощательной способности полупроводников с учетом спектра поглощения материалов и спектрального распределения солнечного излучения. При этом необходимо учитывать, что солнечная радиация сложным образом распределена по спектру, а коэффициенты поглощения

полупроводниковых материалов изменяются в широких пределах в зависимости от частоты падающего излучения.

При нормальном падении оптического пучка на поглощающий слой, выражение для поглощающей способности $A_{\Phi}(d)$ в виде функции от толщины поглощающего слоя d можно представить следующим образом

$$A_{\Phi}(d) = \frac{\sum_i \Delta\Phi_i (1 - \exp(-\alpha_i d)) \Delta\lambda_i}{\sum_i \Delta\Phi_i \Delta\lambda_i}, \quad (5.4)$$

где $\Delta\Phi_i = \frac{(\Phi_i + \Phi_{i-1})}{2}$ – изменение спектральной плотности мощности излучения Φ_i за интервал $\Delta\lambda_i$ между длинами волн в пределах области поглощения для данного материала. Причем, чем меньше интервал $\Delta\lambda_i$, тем точнее определение поглощающей способности.

Необходимо также учитывать, что единичная электронно-дырочная пара возникает при $h\nu \gg \varepsilon_g$ независимо от энергии поглощенного фотона в интервале частот, превышающих край полосы поглощения данного материала. При этом процессе избыточная энергия квантов излучения поглощается при переходах внутри зоны проводимости за счет соударений носителей с атомами решетки и переходит в тепловую энергию. Эти потери уменьшаются с увеличением ширины запрещенной зоны.

Также дополнительные потери энергии излучения возникают за счет рекомбинации фотовозбужденных носителей на передней и задней поверхностях активного слоя, а также в его объеме. Следовательно, возникает неоднозначность между поглощенной солнечной энергией и создаваемым фототоком. Поэтому в расчетах эффективности фотопреобразования более корректно использовать не мощность солнечного излучения, а поток фотонов для каждого спектрального интервала $\Delta\lambda_i$, т.е. $\Delta\Phi_i/h\nu_i$.

В этом случае выражение поглощательной способности потока фотонов приобретает вид:

$$A_{h\nu}(d) = \frac{\sum_i \Delta\Phi_i (1 - \exp(-\alpha_i d)) \Delta\lambda_i}{\frac{\sum_i \Delta\Phi_i \Delta\lambda_i}{h\nu_i}}. \quad (5.5)$$

При переходе от толстослойных ФЭП ($d \sim 1-0,5$ мкм) к тонкослойным преобразователям с $d < 10$ нм резко изменяются условия распространения оптического пучка и перемещения фотовозбужденных носителей по активному слою. Во-первых, изменяется пространственное распределение

поглощенных фотонов, так как вероятность поглощения высокоэнергетичных фотонов в тонком слое больше, чем низкоэнергетичных фотонов, и на единицу мощности излучения приходится меньше высокоэнергетичных фотонов (рис. 5.4).

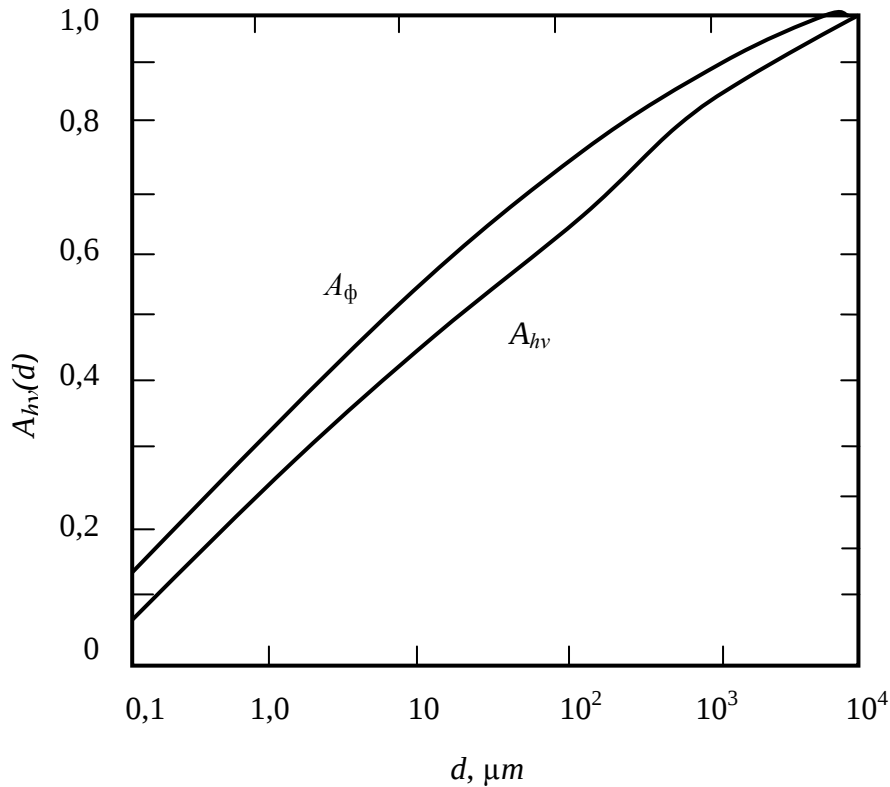


Рис. 5.4. Поглощательная способность мощности солнечного излучения A_ϕ и поток фотонов $A_{h\nu}$ в солнечном излучении AM1.5 в спектральной области $h\nu \geq E_g$ в зависимости от толщины слоя кристаллического кремния d

Во-вторых, как следует из сравнения кривых A_ϕ и $A_{h\nu}$ для монокристаллического Si, именно для тонких слоев наблюдается значительное различие в поглощательных способностях. Причем для толщины выше 100 нм эти различия исчезают, что связано с приближением к порогу полного поглощения; уменьшение наклона кривых с ростом $d \geq 100$ нм приводит к важному практическому выводу об отсутствии необходимости использования толщины, обеспечивающей 100 % поглощение. Еще более важным поводом стала в 70–80-х годы необходимость использовать наряду с C-Si, имевшим не прямозонные переходы, новые или модифицированные материалы с прямозонными переходами. Несмотря на высокую, как правило, стоимость изготовления подобных структур, их применение в космической технике в наши дни

вполне оправдано. Главным преимуществом прямозонных полупроводниковых материалов состоит в значительном повышении коэффициента поглощения и, следовательно, в поглощательной способности (рис. 5.5). Именно это обстоятельство позволило на 2–3 порядка уменьшить толщину фотоактивных материалов в ФЭП.

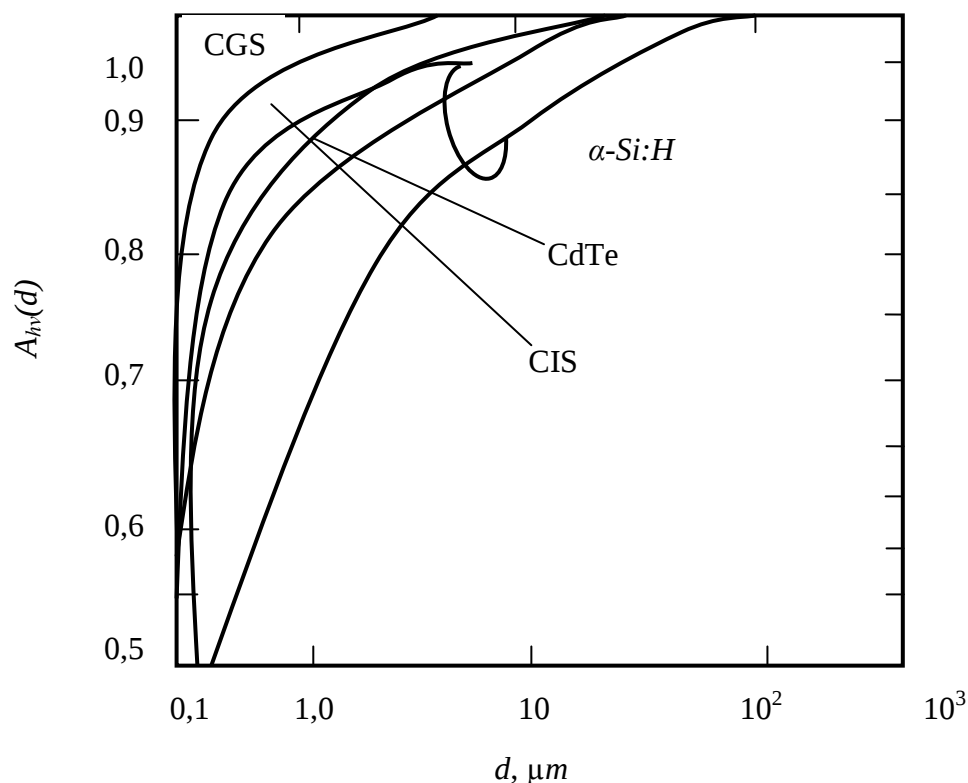


Рис. 5.5. Поглощательная способность фотонов A_{hv} в солнечном излучении AM1.5 в спектральной области $h\nu \geq E_g$ в зависимости от толщины слоя кристаллического кремния d , рассчитанная для аморфного кремния ($\alpha\text{-Si:H}$), теллурида кадмия (CdTe), диселенида индия (CIS) и диселенида галлия (CGS)

Высокая поглощательная способность прямозонных полупроводников также улучшается, как и другие их характеристики, по сравнению с образцами, обладающими непрямозонной проводимостью. Дело в том, что для собирания фотовозбужденных носителей необходимо, чтобы длина их диффузии L превышала толщину поглощающего слоя. С другой стороны, необходимое время жизни фотовозбужденных носителей τ должно соответствовать толщине поглощающего слоя

$$L = (\tau \cdot D)^{1/2}, \quad (5.6)$$

где τ – время жизни электрона; D – длина диффузии электронов.

Поскольку фотовозбужденные электроны подвержены поверхностной рекомбинации на тыльной стороне активного слоя, то при увеличении времени жизни τ поверхностная рекомбинация возрастает, что приводит к уменьшению концентрации фотовозбужденных электронов. Таким образом, для каждого фотоактивного материала существует оптимальное соотношение между коэффициентом оптического поглощения, толщиной поглощающего слоя и временем жизни фотовозбужденных носителей.

5.3. Материалы солнечной фотоэнергетики

5.3.1. Солнечные элементы с p - n -переходом

С самого начала и до настоящего времени основным активным материалом является кремний. Это подтверждается таким фактором, что сейчас более 80 % ФЭП, используемых в земных условиях на энергетических установках, в качестве солнечных элементов применяется кремний в структурах с обычными p - n -переходами. По прогнозам [2] солнечный кремний и в дальнейшем будет активно использоваться в силовой солнечной фотоэнергетике.

Кремний обладает преимуществами в производстве ФЭП вследствие его высокой распространенности в земной коре, относительной дешевизне, нетоксичности, а также отработанности технологических приемов в производстве приборов полупроводниковой электроники. Поэтому до настоящего времени для наземного применения изготавливаются солнечные модули в основном на основе поли- и монокристаллического кремния с к.п.д. порядка 15–20 %, а при использовании концентраторов солнечной энергии их к.п.д. может достигать 25 %. Такой относительно высокий к.п.д. объясняется удачным совпадением спектра поглощения монокристаллического кремния (C - Si) со спектром солнечного излучения (рис. 5.3).

К концу XX века были разработаны физико-химические способы производства более эффективных модификаций монокристаллического кремния: поликристаллический кремний, аморфный кремний (a - Si) и пористый кремний (p - Si). В отличие от c - Si новые кремниевые материалы являются прямозонными полупроводниками с повышенной поглощательной способностью, соответствующей двойным и тройным твердым растворам.

Не менее превосходными качествами обладает и пористый кремний, в котором путем локального анодного электрохимического растворения монокристаллического кремния удалось создать плотную сеть

наноразмерных пор в кристаллической матрице и развитой внутренней поверхностью этих пор.

Поскольку одной из главных задач создания новых материалов является уменьшение толщины фотоактивного слоя, то уместно провести сравнение толщины для различных модификаций кремния. Если в двухтысячных годах толщина пластин из кристаллического кремния варьировалось в пределах 200–300 мкм и по прогнозам может уменьшиться до 100 мкм к 2015 году, то материалы из *a-Si* уже сейчас применяются в виде пластин с толщиной меньше 100 нм. Еще большей эффективностью обладают материалы на основе *p-Si*, поскольку квантовые ограничения и поверхностные эффекты в наноструктурах удлиняют путь световых потоков и тем самым увеличивают долю поглощенного излучения.

5.3.2. Солнечные элементы с гетеропереходами

Создание солнечных элементов на основе гетероструктур AlGaAs-GaAs стало новым этапом в развитии солнечной фотоэнергетики. Основной вклад в развитие гетеропереходных структур еще во второй половине 60-х годов послужил трамплином для их использования в ФЭП нового поколения [6]. Как известно, гетеропереходы основаны на использовании полупроводников с различным химическим составом и, следовательно с различной шириной запрещенной зоны. Причем электроны перемещаются из более широкозонного полупроводника в узкозонный. В ФЭП широкозонный полупроводник AlGaAs, не обладающий фотоактивностью, используется в качестве проводящего окна для введения излучения в фотоактивный слой GaAs (рис. 5.6).

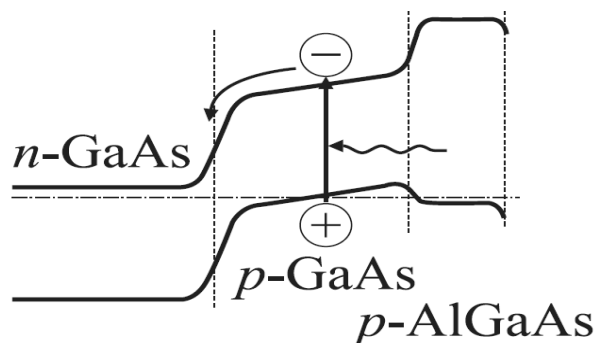


Рис. 5.6. Зонная диаграмма *p-AlGaAs-p-n-GaAs* гетеропереходного солнечного элемента

Разделение положительных и отрицательных носителей выполняется на p - n -переходе, образованным слоями n и p GaAs, причем слой p -GaAs вначале формируется за счет диффузии примеси p -типа в базовый материал n – GaAs. В последующем на основе разработки более совершенных инжекционных лазеров на гетеропереходах с использованием газофазной эпитаксии из паров металлоорганических соединений, были созданы многослойные солнечные элементы. Улучшение параметров ФЭП коснулось оптимизации широкозонного окна с уменьшением толщины до 20–15 нм. Таким образом, оно стало сравнимым с толщиной подобных областей в гетеролазерах. Далее были уменьшены рекомбинационные потери до их собирания на p - n -переходе. Также были введены дополнительные слои, создающие ограничение фотогенерированных носителей в пределах области поглощения оптического пучка и антиотражающего покрытия.

Общая структура однопереходных ФЭП на гетеропереходе, представленная на рис. 5.7 [1], отличается от ранее разработанных на основе перехода AlGaAs/GaAs, оптимизацией параметров широкозонного окна p -AlGaAs за счет уменьшения его толщины; введением тыльного широкозонного слоя n – AlGaAs за p - n -переходом, обеспечивающего вместе с фронтальным слоем p -AlGaAs двухстороннее ограничение фотогенерируемых носителей в пределах области поглощения оптического пучка; введением трехслойного интерференционного антиотражающего покрытия (ARC).

Поверх широкозонного слоя AlGaAs был наращен сильнолегированный контактный слой p -GaAs. Тыльный потенциальный барьер в дальнейшем был заменен на многослойную резонансную для света систему (брегговское зеркало); условия резонансного отражения соответствовали длине волны края поглощения фотоактивной области, поэтому возникало многопроходное отражение от брегговского зеркала. Одновременно широкозонные слои зеркала также выполняли функцию тыльного барьера для фотогенерирования носителей. Наиболее совершенные гетероструктуры AlGaAs/GaAs были выполнены на германиевых подложках, поскольку они более прочны механически по сравнению с подложками из арсенида галлия. Подобные однокаскадные гетероструктурные ФЭП успешно эксплуатировались на большинстве космических аппаратов в 90-е годы, имея значение к.п.д. порядка 24–27 % в условиях дополнительного концентрирования солнечного излучения.

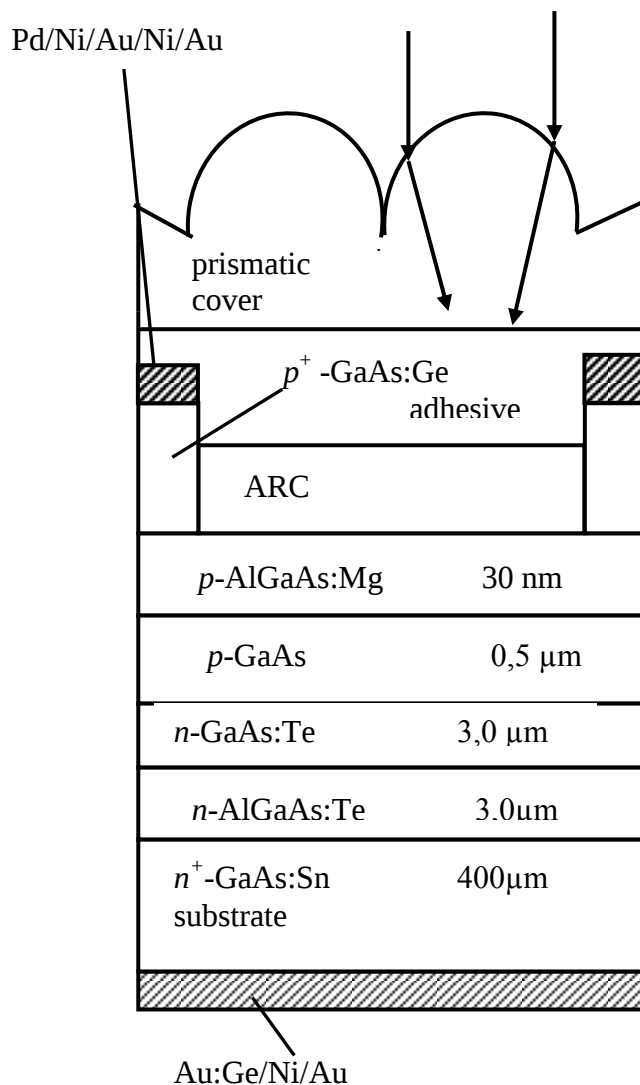


Рис. 5.7. Структура СЭ с тыльным потенциальным барьером и тонким широкозонным окном p -AlGaAs

Для использования в наземных условиях на мощных солнечных электростанциях в основу современных ФЭП положены гетероструктуры CdS/CdTe и a-Si [7, 8]. Их применение в основном обусловлено большей экономичностью, радиационной стойкостью и большими природными запасами комплектующих элементов (кадмия, теллура, кремния). Несмотря на сравнительно низкий к.п.д., не превышающий 10 %, к подобным ФЭП в течение последнего десятилетия обращено достаточное внимание, поскольку теоретический предел к.п.д. приближается к 30 %.

К началу второго десятилетия XXI века на смену подложкам из германия или арсенида галлия пришли более тонкие подложки из стекла, что связано с большей экономичностью и снижением веса ФЭП. В настоящее время уже достаточно успешно развиты конструкции и

технологии формирования ФЭП на жестких стеклянных подложках [9]. Стеклянные подложки выбраны их следующих принципов: низкая стоимость и доступность стекол различных составов: низкая шероховатость поверхности, меньший вес по сравнению с германием. Однако стеклянные подложки обладают и рядом существенных недостатков: низкая прочность и все же большой вес, составляющий более 90 % от общего веса ФЭП. Поэтому их можно рассматривать как промежуточные элементы между толстостенным металлом или полупроводниками и тонкопленочными элементами. В первую очередь, это касается тонких пленок с толщиной в несколько мкм, обладающих большой гибкостью. Среди различных пленочных материалов наибольшее применение получили металлические (Cr, Mo) и полиамидные пленки.

Проведенное изучение параметров ФЭП, сформированных на стеклянных пластинах и полиамидных пленках, позволило констатировать: одинаковость закономерностей фотогальванического эффекта для обоих видов пленок, понижение квантовой эффективности фотопреобразования на полиамидных пленках по сравнению со стеклом, повышение весового фактора ФЭП. Из данного рассмотрения можно сделать вывод, что гибкие тонкопленочные ФЭП в будущем будут иметь несомненный приоритет для использования в виде солнечных батарей на космических кораблях, поскольку их применение может обеспечить снижение стоимости солнечных батарей на 50–90 % относительно применяемых в текущий момент аналогов.

Другим новшеством в развитии космических однопереходных (однокаскадных) ФЭП стало использование более эффективных тонкопленочных активных материалов в виде твердых растворов $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})\text{Se}_2$ (CIGS) [9], вместо CdTe и GaAs . Пленка CIGS обладает наиболее широкой спектральной полосой поглощения солнечного излучения, что обеспечивает максимальный к.п.д. фотопреобразования за счет широкополосного оптического излучения. Кроме того, изменение атомного состава твердых растворов CIGS дает возможность регулировать поглощательную способность. Спектральные зависимости относительной квантовой эффективности фотопреобразования тонкопленочных ФЭП состава CdS/CIGS со стеклянными и полиамидными подложками указывают на возможность значительного повышения к.п.д. при использовании максимума излучательной способности Солнца (рис. 5.8).

Причем пока наибольший эффект наблюдается только на стеклянных подложках. Более того, в ряде работ [7, 9] был обнаружен эффект влияния материалов подложек не только на квантовую эффективность фотопреобразования, но и на спектр краевого фотоактивного поглощения.

Было установлено изменение соотношения между непрямым и прямыми межзонными переходами, что по мнению авторов связано с процессами выращивания активных слоев на жесткой стеклянной или гибкой полиамидной подложках. Именно при росте пленок CIGS на полиамидной подложке в слое CIGS возрастает концентрация несовершенств, приводящая к размытию спектрального фотоактивного поглощения. Уменьшение вклада прямых межзонных переходов приводит к уменьшению эффективности фотопреобразования.

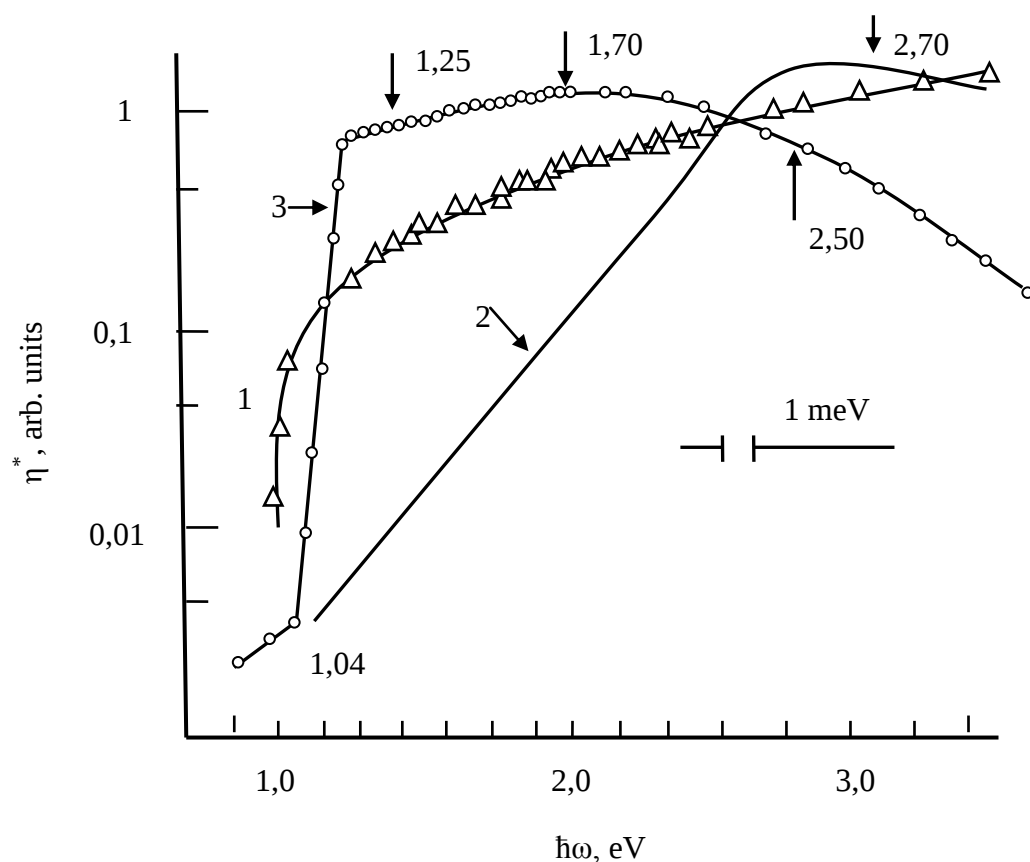


Рис. 5.8. Спектральные зависимости относительной квантовой эффективности фотопреобразования $\eta^*(\hbar\omega)$ тонкопленочных солнечных элементов ZnO/CdS/CIGS/Mo/полиамид (кривые 1 и 2) и ZnO/CdS/CISG/Mo/стекло (кривая 3) при их освещении со стороны ZnO неполяризованным излучением, $T = 300$ К

5.4. Каскадные солнечные элементы

Идея создания многокаскадных ФЭП была высказана еще в начале 60-х годов, как необходимое условие для улавливания более широкого спектра солнечного излучения с целью повышения к.п.д. и уменьшения площади, занимаемой солнечными батареями. Эффект от использования многокаскадных ФЭП в сочетании с концентраторами солнечной энергии может значительно превысить увеличение их стоимости за счет усложнения конструкции. Первые двухкаскадные ФЭП были созданы только в конце 90-х годов в США на основе механической стыковки пары GaInP-GaAs [5]. В первом десятилетии XXI века в связи с успехами по выращиванию многослойных гетероструктур в системе полупроводников $A^{III}B^V$ в США и России были созданы более эффективные двух- и трехпереходные монокристаллические элементы. Используя подложки из германия, методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений были выращены многослойные согласованные по периоду решетки структуры. Одной из наиболее перспективных конструкций ФЭП тандемного типа стала связка GaInP/GaAs/Ge/ (рис. 5.9) [10].

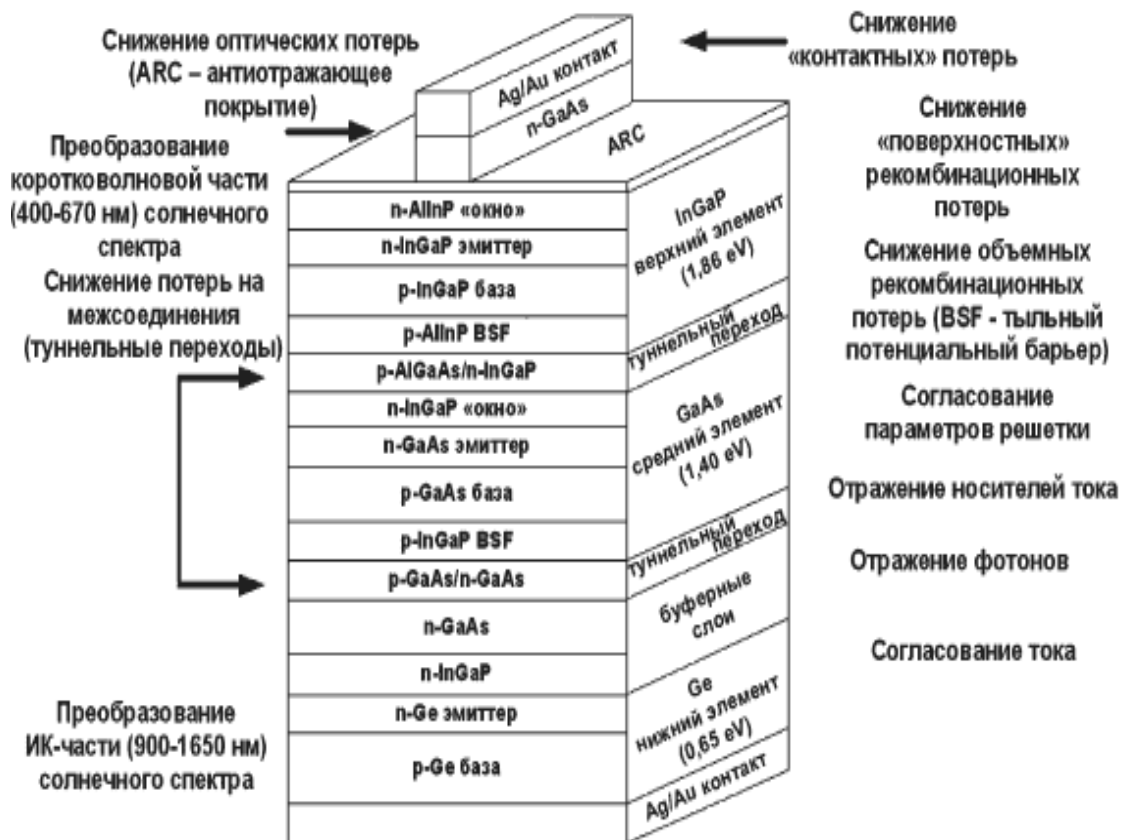


Рис. 5.9. Гетероструктурный каскад солнечный фотопреобразователь, обеспечивающий к.п.д. > 35 % при концентрации 1000 «солнц»

Многослойная пленочная структура выращивалась на германиевой подложке, в которой же был сформирован p - n -переход (p -Ge – n -Ge). Затем выращивался фотоактивный элемент n -AlGa- n -Ge. Посредством туннельного p - n -перехода (p^+ -GaAs – n^+ -GaAs) первый фотоактивный элемент соединялся со вторым фотоактивным слоем, выполненным из GaAs. Далее второй фотоактивный слой через туннельный переход p^+ -GaAs – n^+ -GaAs соединялся с третьим фотоактивным элементом n -GaInAs – p -GaInAs. Снижение рекомбинационных потерь создавалось тыльными потенциальными барьерами (BSF), выполненными из p -AlInP на задних сторонах второго и третьего фотоактивных элементов. Солнечное излучение вводилось через широкозонное окно, сформированное на передней поверхности третьего фотоактивного элемента. Подобные окна формировались на передних поверхностях первого и второго фотоактивных элементов. Для снижения оптических потерь передняя поверхность широкозонного окна покрывалась антиотражательным покрытием (ARC), выполненным из ZnS-MgF пленок. В представленной на рис. 5.10 схеме трехкаскадного ФЭП осуществляется расщепление солнечного излучения на три спектральных диапазона, для каждого из которых подобран оптимальный фотоактивный полупроводниковый слой: Ge, GaAs, GaInP, которые эффективно преобразуют солнечное излучение, соответственно в диапазонах его максимальной активности.

Описанные выше структуры JnGaP-GaAs-Ge можно представить как идеализированный спектр эффективности преобразования солнечной энергии (рис. 5.10), в котором фотоактивному слою InGaP соответствует полоса солнечного излучения 200–600 нм, слою GaAs – полоса 600–900 нм, и слою Ge – 900–1700 нм.

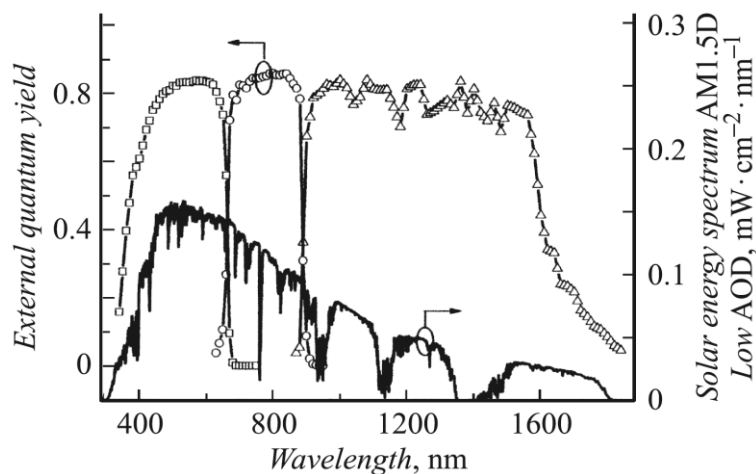


Рис. 5.10. Спектр Солнца AM1.5 (прямое излучение) и спектр фоточувствительности трехкаскадного фотоэлектрического преобразователя в абсолютных единицах [3]

Самая низкая эффективность преобразования наблюдается для германия, что и стало причиной поиска новых более эффективных материалов с полосой поглощения в инфракрасном диапазоне, т.е. с узкой шириной запрещенной зоны.

Одними из наиболее перспективных материалов, пришедших на смену германию, стали твердотельные растворы антимонида галлия (GaSb), обладающие узкой спектральной полосой поглощения в инфракрасном диапазоне. В этом случае на лицевой стороне подложки из легированных n -GaSb формировался p - n -переход за счет создания эпитаксиального слоя p -GaSb; одновременно на обратной стороне подложки формировался сильно легированный эпитаксиальный слой n^+ -GaSb. Этот слой с низкоомным сопротивлением облегчал формирование низкоомного контакта (рис. 5.11).

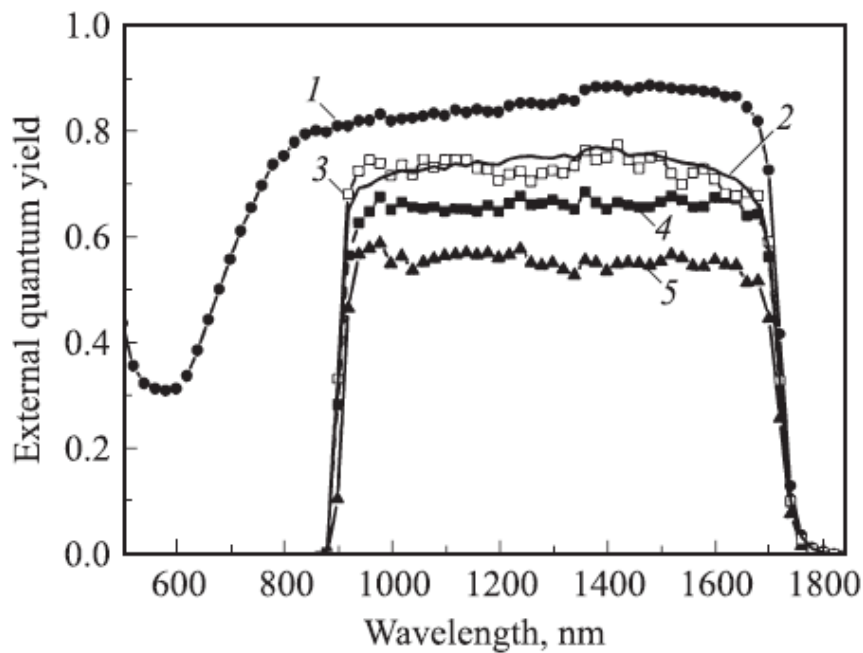


Рис. 5.11. Спектры внешней квантовой чувствительности GaSb-фотоэлемента:
1 – без использования широкозонных фильтров; 2 – за верхним фильтром на основе GaAs (толщина подложки 450 мкм, уровень легирования $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
(3–5) – за верхним фильтром на основе GaInP/GaAs; 3 – толщина подложки GaAs $d = 380$ мкм, уровень легирования $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; (4,5) – толщина подложки $d = 100$ и 310 мкм соответственно, уровень легирования $n = (2-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

Максимальный вклад элемента на основе GaSb в общую эффективность трех каскадных ФЭП составил 6,45 % за счет более эффективного преобразования инфракрасной части солнечного излучения.

В последние годы наметилась тенденция использования в ФЭП полупроводниковых элементов, содержащих квантовые ямочные точки. Так же как и в других случаях, здесь прослеживается тенденция перенесенных технологий полупроводниковых лазеров с квантовыми точками. Основными гетероструктурами в ФЭП также как и в лазерах, являются тандемы широкозонных эмиттерных слоев AlGaAs или In(Al)GaP и базовых слоев GaAs. Причем в качестве активных областей используются массивы самоорганизующихся полупроводниковых квантовых точек InAs/InGaAs, сформированных на подложках GaAs [13] (рис. 5.12).

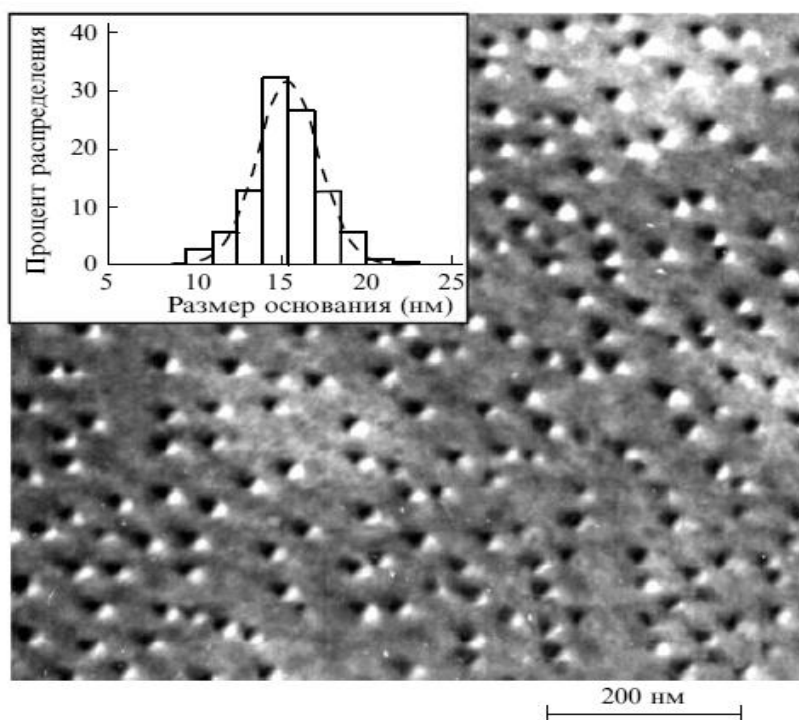


Рис. 5.12. Светлопольное изображение планарной геометрии, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии в рефлексе ($g = 220$) структуры с КТ. Квантовые точки сформированы осаждением 3,5 монослоев InAs в матрице GaAs. Плотность массива $(3,7 \pm 0,4) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. На вставке – гистограмма распределения КТ по размерам основания $15,4 \pm 2,1 \text{ нм}$

Поиск метода, пригодного для формирования однородных массивов квантовых точек, привел в конечном итоге к обнаружению самоорганизации напряженных островков, часто называемой **ростом квантовых точек** по механизму Странского-Кристанова. Массив самоорганизующихся квантовых точек формируется при эпитаксиальном осаждении тонкого слоя InAs на подложку GaAs. Рассогласование постоянных решетки в этой системе составляет около 7 %. Частичная

релаксация упругих напряжений на вершинах трехмерных островков является движущей силой для формирования массива квантовых точек по достижении критической толщины в 1,7–2 монослоев. В зависимости от условий осаждения и количества осаждения InAs материала, типичные размеры квантовых точек составляют в основании 10–20 нм при высоте 3–5 нм, плотность массива при этом равна $(3–5) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Квантовые точки InAs остаются упругонапряженными бездислокационными в узком диапазоне эффективных толщин (от 1,7 до 3,5 монослоев).

Было установлено, что эффективная ширина запрещенной зоны квантовых точек значительно меньше аналогичной величины для основного активного материала. Вследствие этого обстоятельства, возрастает фототок в размерно-квантовых областях из-за поглощения более длинноволнового солнечного излучения и последующего собирания генерированных в них электронно-дырочных пар, благодаря туннельному эффекту. Причем в определенных условиях переход фотовозбужденных непрерывных носителей заряда из квантовых точек в барьерный полупроводник может создаваться и термическим возбуждением [14]. Поскольку энергия термической активизации зависит от разности между шириной запрещенной зоны барьерного полупроводника ε_b и эффективной шириной запрещенной зоны квантовой ямы ε_g , то ее значение определяется как:

$$\varepsilon_a \approx (\varepsilon_b - \varepsilon_g)/2,$$

где $\varepsilon_g = \pi^2 \hbar^2 / 2m^x W^2$, ε_{g0} – ширина запрещенной зоны материала квантовой ямы, m^x – приведенная масса электрона и дырки в квантовой яме, W – ширина квантовой ямы.

Эффективность фотопреобразования ФЭП с квантовыми ямами или точками во многом определяется механизмом перехода носителей заряда из квантовых ям или точек в барьерный полупроводник. Для кремниевых элементов характерен тепловой механизм перехода электронов из квантовой ямы. В то же время для прямозонных полупроводников более типичен комбинированный процесс: тепловой + диффузионный. Таким образом, предельная эффективность фотопреобразования зависит от ширины запрещенной зоны и достигает максимума для прямозонных полупроводников GaAs и $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ вблизи значений 1,1 эВ и 1,4 эВ, соответственно, порядка 32 % по сравнению с $\eta \approx 20 \%$ для тех же образцов в отсутствии квантовых ям. Значительно меньшее возрастание эффективности, как показывают теоретические расчеты [14], может быть для кремния.

Предельное увеличение с 23,6 % до 24,7 % для образцов с квантовыми ямами имеет место при величине $\varepsilon_g \sim 1,05$ эВ. Наличие максимумов в зависимости η от ширины запрещенной зоны носителей в квантовой яме создает невозможность эмиссии носителей заряда из достаточно глубоких квантовых ям для прямозонных полупроводников, а для кремния – увеличение эффективной скорости рекомбинации в барьерном слое.

Следует подчеркнуть, что приведенные выше расчеты касаются только однородных наноструктурированных ФЭП, а использование подобных наноструктурированных элементов в каскадных ФЭП может увеличить общий к.п.д. до 40–45 %. Еще большую эффективность можно достигнуть при использовании концентраторов солнечного излучения и систем автоматического слежения за Солнцем.

5.5. Концентрирование солнечного излучения

Одним из способов повышения к.п.д. солнечных батарей стало концентрирование солнечного излучения – способ, известный еще в Древней Греции, если верить легенде о сожжении Архимедом вражеских кораблей. В настоящее время вместо отражающей свет системы из 800–1000 отполированных щитов воинов, используется система из преломляющих солнечный пучок линз Френеля. Каждая такая линза, образованная системой концентрических тетрагональных элементов из силикона, способна во много раз увеличить плотность солнечного пучка (рис. 5.13).

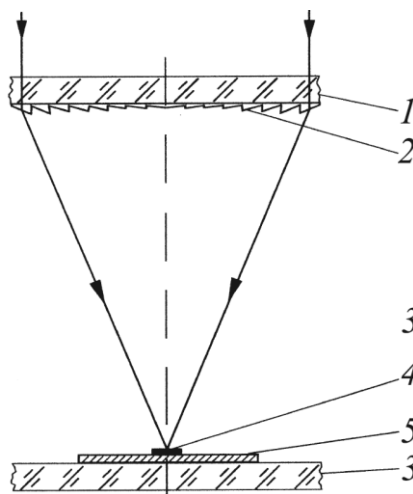


Рис. 5.13. Вариант оптической схемы модуля, разрабатываемого в ФТИ им. А.Ф. Иоффе: 1 – фронтальная стеклянная панель; 2 – силиконовый профиль линзы Френеля; 3 – тыльное стеклянное основание; 4 – ФЭП; 5 – теплоотводящая пластина [15]

Линза Френеля состоит из отдельных примыкающих друг к другу концентрических колец небольшой толщины, которые в сечении имеют форму тетрагональных призм. Сечения колец линзы Френеля таковы, что сферическая абберация невелика и лучи от точечного источника, помещенного в фокусе линзы, после преломления в кольцах выходят практически параллельным пучком и, наоборот, линза Френеля способна фокусировать параллельный пучок, например, солнечный пучок, в малую точку. Таким образом, каждая такая линза позволяет увеличивать интенсивность солнечного излучения в сотни и даже тысячи раз.

Совокупность отдельных линз Френеля представляет собой концентраторный модуль, в котором каждая линза фокусирует солнечное излучение на расположенный под ней ФЭП. Эффективность функционирования каждой пары: концентратор – ФЭП в фотоэлектрическом модуле определяется такими характеристиками, как геометрические размеры линзы Френеля, ее фокусным расстоянием, диаметром фотоприемной поверхности ФЭП. В разработанный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН [15] математической модели, описывающий проход через линзу Френеля солнечного излучения, рассматривалось преломление отдельных монохроматических солнечных лучей конусного вида, с углом при вершине, равным угловому диаметру Солнца (рис. 5.14).

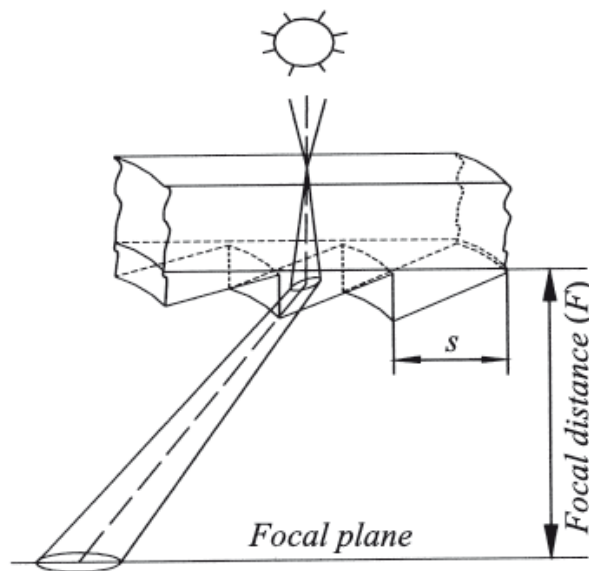


Рис. 5.14. Ход лучей в математической модели концентрирования излучения

При этом угол наклона каждой микропризмы рассчитывается из условия, что луч пересекает оптическую ось в фокальной плоскости на заданном фокусном расстоянии с учетом конкретного значения показателя

преломления для луча с соответствующей длиной волны; расстояние F будет фокусным расстоянием линзы, а лучи в других спектральных интервалах должны быть расфокусированы оптимальным образом.

Было установлено, что для освоенных на практике трехкаскадных ФЭП наиболее приемлемы длиннофокусные линзы – $F \sim 70\text{--}90$ нм и диаметром ФЭП порядка 20 нм. Эти оптимальные параметры определяются такими установочными характеристиками: чем больше фокусное расстояние, тем более равномерно освещается ФЭП, однако при уменьшении F улучшается разориентационная характеристика. С увеличением фокального пятна возрастает площадь ФЭП. В реальных экспериментах [15] трехкаскадные ФЭП в одиночном исполнении показали к.п.д. равным 33 %, а для концентраторного модуля, содержащего 144 пары линзы – ФЭП, к.п.д. составил 24,3 %. Различия в значениях к.п.д. объясняется несколькими факторами: оптическими потерями в линзовой панели, потерями на неидеальное совмещение оптических центров пар «линза – ФЭП», электрическими потерями при параллельно-последовательном соединении ФЭП, перегревом ФЭП.

Выполненные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе расчеты и эксперименты показали [15], что наиболее эффективно могут работать солнечные трехкаскадные модули с френелевскими линзами с размерами 40×40 мм, фокусным расстоянием 70–90 нм и диаметром фоточувствительной площадки в 2–3 мм. Отвод тепла от ФЭП осуществлялся через стеклянные пластины, находящиеся в основании каждого трехкаскадного модуля, помещенных в свою очередь на медные пластины с размерами $\varnothing 40 \times 1$ мм. Применение стеклянных пластин, несмотря на их низкую теплопроводность, вполне оправдано исключительно высокой стойкостью стекла к условиям внешней среды, малым коэффициентом термического расширения и отличными диэлектрическими свойствами.

Хотя концентраторный подход находится в фокусе интересов производителя СФЭ, однако до сих пор его потенциальные возможности реализованы далеко не полностью. Причиной тому большая стоимость высококонцентрированных СФЭ. В высококонцентрированных элементах (уровень концентрации X не менее 100), требуются сложные устройства слежения за положением Солнца, а само их производство основано на дорогостоящих технологиях. Вследствие этого обстоятельства в первом десятилетии XXI века стали разрабатываться низкоконтрационные СФЭ ($x \leq 10$), использующие к тому же в качестве активных элементов кристаллический или аморфный кремний, а также двухстороннее облучение. Применение двухсторонних СФЭ позволяет увеличить энерговыработку

СФЭ за счет использования солнечного излучения, падающего на тыльную поверхность [16, 17]. В качестве структуры в работе [17] была выбрана система $n-i-p$, изготовленная из С-кремния n -типа проводимости. Обе поверхности пластины из С-Si были соответственно легированы донорными и акцепторными ионами. Затем на обе поверхности были нанесены пленки прозрачных проводящих оксидов (рис. 5.15): IFO – индинит-fluorine оксиде и ITO-Indium-tin-oxide) с толщиной 100 нм. Приведенные в табл. 5.1 параметры ФЭП ITO/(p^+nn^+) c-Si/IPO при лицевом и тыльном облучении в 1X свидетельствует о реальном значительном увеличении эффективности солнечного преобразования в концентраторном двухстороннем СФЭ по сравнению с односторонним элементом подобного типа.

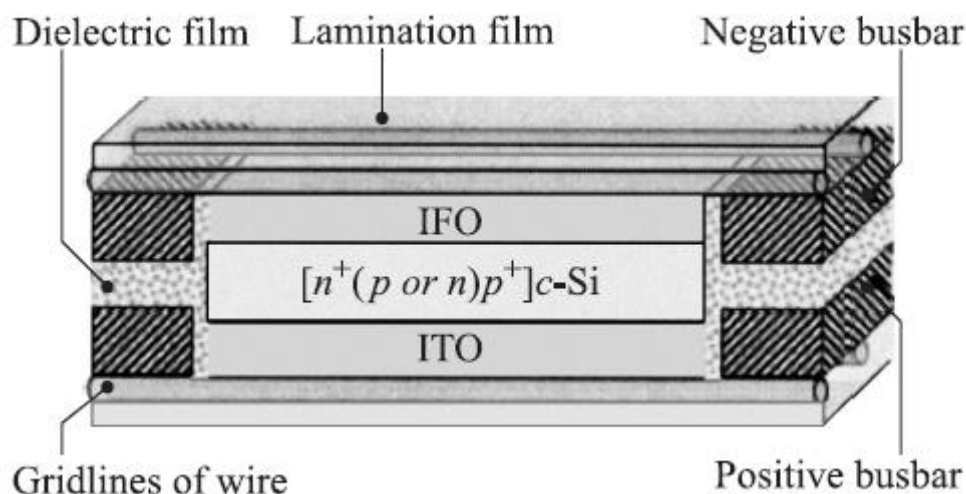


Рис. 5.15. Двухсторонний СЭ конструкции *Laminated Grid Cell* с пленкой IFO на n^+ -поверхности, пленкой ITO на p^+ -поверхности и проволочной контактной гребенкой; коммутационные шины расположены рядом с СЭ

Таблица 5.1

Параметры ITO/(p^+nn^+) – C-Si/IFO СЭ LGCell при лицевом и тыльном освещении 1X: эффективность (Eff), ток короткого замыкания (J_{sc}), напряжение холостого хода (V_{oc}) и фактор заполнения (FF)

Параметры	Лицевое освещение	Тыльное освещение
Eff , %	16,5	15,1
J_{sc} , $mA \cdot cm^{-2}$	35,1	32,4
V_{oc} , мВ	611	607
FF , %	76,7	76,7
R_s , $\Omega \cdot cm^{-2}$	0,43	

5.6. Новые принципы построения фотоприемных устройств

5.6.1. Сегнето-магнитный ФЭП

Предыдущее рассмотрение (главы 1–3) в основном касалось использования полупроводниковых *p-n* и гетероструктур в качестве основных элементов фотоэлектронных и фотоэнергетических устройств. Однако в последние годы появились новые направления построения фотоприемных устройств, основанные на использовании полимерных, сегнетоэлектрических и магнитных материалов [18–20]. Причем для повышения фотоэлектрических характеристик стали использоваться наноразмерные слои, образующие *p-n* или гетероструктуры, которые стали успешно формироваться путем импульсной лазерной эпитаксии на монокристаллических подложках.

Одним из подобных примеров является создание комплексных гетероструктур, образованных оксидами переходных металлов: Fe, Mn, Ti, Nb, обладающих либо магнитными, либо сегнетоэлектрическими свойствами [21]. Несколько условно эти оксиды можно отнести к классам полупроводников или магнитных полупроводников. Наиболее ярким представителем магнитных полупроводников являются манганиты, обладающие целым рядом необычных физических свойств, в том числе колоссальным магнетосопротивлением [22]. Ко второму классу относятся также весьма популярные по практическим приложениям в оптоэлектронике сегнетоэлектрики: LiNbO_3 , BiFeO_3 , SrTiO_3 , BaTiO_3 [23].

Именно на наноразмерном гетеропереходе, образованном лантан-стронциевом манганитом (LSMO) и титанатом стронция (STO:Nb), был впервые обнаружен фотовольтаический эффект. Гетеропереход был сформирован между *p*-типа (LSMO) и *n*-типа STO. Оба эти материала относятся соответственно к магнитным и сегнетоэлектрическим полупроводникам. Однако эта гетероструктура обладала невысоким фотонапряжением и, наоборот, высоким темновым током и не могла конкурировать с обычными полупроводниковыми гетероструктурами [24].

Следует подчеркнуть, что перечисленные выше оксидные сегнетоэлектрики обладают также сильным фотоэффектом, проявляющимся в возникновении сверхсильных электрических полей порядка 10^4 – 10^5 В/м под воздействием оптического облучения, которое на порядок сильнее электрических полей, возникающих при *p-n* или гетеропереходах в обычных полупроводниках [23]. Таким образом, сверхтонкие сегнетоэлектрические пленки способны разделять

фотогенерированные электронно-дырочные пары посредством внутреннего поля, возникающего при оптическом облучении.

Уже в конце десятих годов XXI века было предложено [25] использовать подобные сверхтонкие сегнетоэлектрические пленки в качестве промежуточных слоев для повышения качества фотоэлектрических преобразователей в структурах LSMO-STO по следующим причинам: сверхтонкие сегнетоэлектрические слои могут эффективно уменьшать темновой ток, что связано со скоростью рекомбинации фотогенерированных носителей. Сверхтонкий слой уменьшает рекомбинацию, поскольку носители совершают более короткий путь, прежде чем соберутся на переходе. Это обстоятельство приводит к увеличению фотонапряжения в разомкнутой цепи U_{oc} , поскольку оно зависит от отношения темнового тока насыщения I_0 и фотогенерированного тока I_L :

$$U_{oc} = (NKT/e \ln(I_L/I_0 + 1)), \quad (5.7)$$

где N – фактор идеальности, K – постоянная Больцмана, e – заряд. В этом случае наиболее важным фактором увеличения U_{oc} становится ток I_0 , поскольку в зависимости от характера перехода он может изменяться на несколько порядков. Более того, перенос носителей в поле сверхтонкого слоя будет осуществляться дрейфом носителей, а не диффузией, как в обычном p - n -переходе.

Как показано [21], дрейф электронов через тонкий слой PZT может происходить за счет двух механизмов, низкополевой эмиссии Шоттки, поскольку толщина барьера соответствует эффекту прозрачности для туннелирования электронов. При высоких электрических полях транспорт электронов осуществляется за счет понижения потенциального барьера электрическим поляризационным полем.

Реально подобная гетероструктура типа LSMO/PZT/STO была реализована на сверхтонких пленках $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,8}\text{MO}_3$ ($t = 5$ нм), $\text{PbZ}_{20,2}\text{Ti}_{0,8}\text{O}_3$ ($t=100$ мкм), образующих p - f - n -переходы (рис. 5.16), поскольку LSMO обладал дырочной проводимостью, а слой STO – электронной ($\epsilon_g = 3,27$ В). Изолирующий слой PZT ($\epsilon_g = 3,4$ эВ) является фотоактивным слоем. Эти два слоя образуют гетеропереход, регулирующий прохождение носителей генерируемых фотонами. Было установлено [21], что толщина изолирующего PZT-слоя значительно влияет на фотоотклик на переходе p - f - n . Максимальные значения фотонапряжения, мощности и фактора значения вольтамперной характеристики возрастали в несколько раз при

толщине PZT-слоя, равным 5–7 нм. При указанных выше параметрах слоев структура LSMO-PZT-STO обладала максимальным к.п.д. при поглощении солнечного света в УФ диапазоне (350–400 нм).

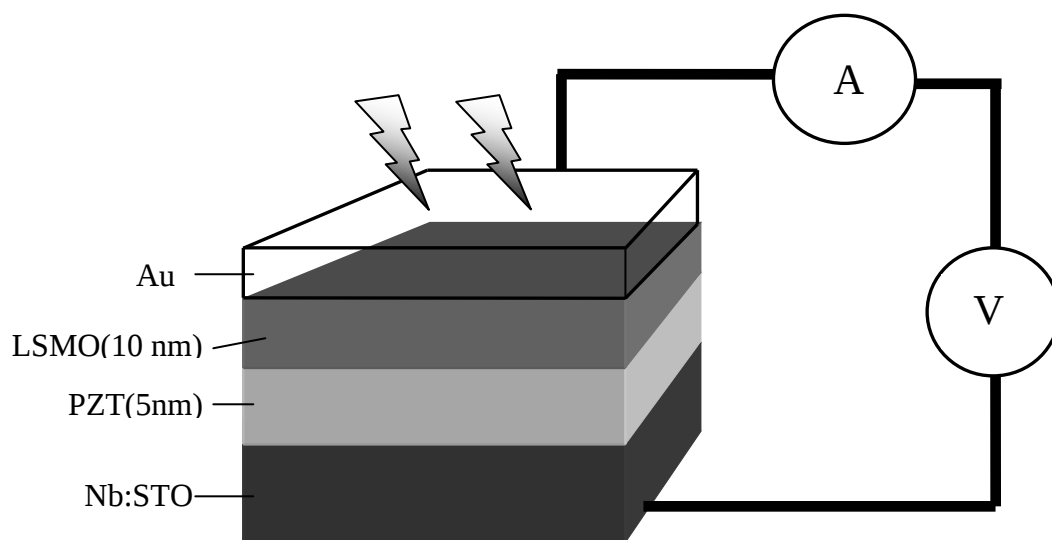


Рис. 5.16. Схема ФЭП, основанная на использовании перехода p - f - n со сверхтонкими наноразмерными слоями LSMO/PZT/Nb:STO

Фотоэлектрические характеристики свехтонкой гетероструктуры оказались даже несколько лучше, чем современные тонкопленочные структуры, размещенные на различных подложках [9] и двухсторонних краевых элементах (тал. 5.2). Однако если современные тонкопленочные структуры с толщиной слоев в микронном диапазоне уже практически достигли своего предела, то новая технология получения многослойных структур в нанодиапазоне еще только начинает свое развитие и несомненно, что в недалеком будущем будет вполне конкурентна в использовании СФЭ.

Таблица 5.2

Фотоэлектрические параметры тонкопленочных солнечных элементов $n^+n p^+$ c-Si CdS/CIGrS; LSMO/PZT/STO ($n^+n p^+$) c-Si CdS/CIGS [21]

Параметр	$n^+n p^+$	CdS/CIGrS	LSMO/PZT/STO	LSMO/STO
η %	16,5	12,2	0,16	0,05
U_{oc} мВ	611	620	400	110
J_{SC} мА/см ²	35,1	30	0,12	0,024
FF %	76,7	62	45	24

5.6.2. Органические элементы ФЭП

Первые ФЭП на органических и, в частности, полимерных материалах были созданы еще в 80-е годы, однако их эффективность не превышала 0,1 % [26]. Затем были выполнены основополагающие исследования на органических красителях и полимерах [27] по созданию в них гетеропереходов типа краситель-краситель, краситель-полимер, полимер-полимер и наконец, полимер-фуллерен. В настоящее время возникло новое направление в электронике – политроника, происходящее от сочетания слов polymer+electronics=polytronics. Основное направление политроники – исследование физических свойств электропроводящих полимеров и создание на этой основе электронных приборов и устройств.

Принципы политроники основаны на положении, что энергетические состояния носителей в полимерных материалах, находящиеся на самом высоком и самом низком уровнях молекулярных орбиталей, являются эталоном энергетических уровней в зонной модели полупроводников.

Перестройку энергетической структуры полимеров можно осуществлять за счет изменения первичной структуры полимерного материала. Общую структуру светоизлучающей и светопоглощающей ячеек можно представить слоистой сендвичевой системой как на рис. 5.17, в которой активный органический слой помещен между двумя различными электродами.

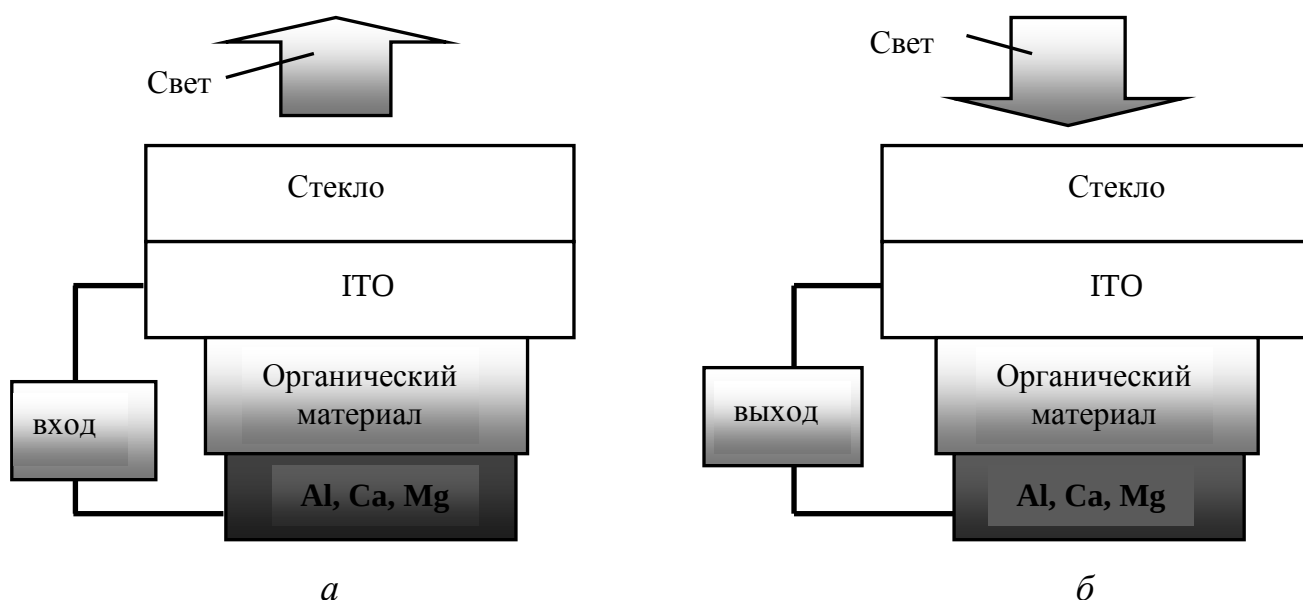


Рис. 5.17. Схема обратных лазерных и фотоприемных устройств на органических материалах: *а* – излучающий диод (лазер); *б* – фотодетектор

Первый из электродов прозрачен для света и чаще всего изготавливается из оксида олова-индия (ИТО) и, по существу, является катодом, инжектирующим электроны в полимерный слой. Второй электрод выполнен из алюминия или других электроположительных металлов (Ca, Mg) и является анодом. Когда оптический пучок облучает слоистую структуру, происходит инжекция электронов из прианодной области и дырок из прикатодной области, которые перемещаются внутри полимерного слоя соответственно к аноду и катоду. Необходимое для разделения подвижных носителей заряда электрическое поле создается за счет ассиметричной энергии ионизации на электродах. Вследствие этой ассиметрии поток электронов более эффективен.

Фундаментальное различие между неорганическими и органическими полупроводниками состоит в том, что транспорт носителей в полимерном полупроводнике происходит между локализованными состояниями. Причем подвижность носителей в органических материалах ниже, чем в неорганических материалах. Также разделение подвижных зарядов в полимерах более затруднено.

Одной из особенностей органических полупроводников является когерентное спаривание электронов и дырок с образованием экситонов. При поглощении квантов света энергия расходуется не на создание носителей заряда, а на образование экситонов, что связано с тем обстоятельством, что в молекулярных соединениях силы взаимодействия между отдельными молекулами значительно меньше сил взаимодействия между атомами и электронами внутри молекулы. В полупроводниковых гетероструктурах наличие дополнительной разности потенциалов, вызванное разностью работ выхода электронов и дырок, приводит к тому, что движение носителей в них становится анизотропным. Так как экситоны формируются в середине органического слоя и расстояние диффузии экситонов достаточно мало (~ 10 нм), то эффективность ячеек в одиночном слое невелика и составляет ~ 1 %. Более эффективными стали многослойные фотоэлектрические ячейки с гетеропереходами. Так с середины 90-х годов стали разрабатываться двухслойные структуры, содержащие проводящий фуллерен. В таких структурах уже к 1997 году была достигнута эффективность порядка 9 %, а FF составляла 0,48.

5.7. Современные проблемы солнечной фотоэнергетики

5.7.1. Рекордные значения эффективности солнечных ячеек и модулей к середине 2012 года

В наши дни оценка рабочих характеристик современных ФЭП выполняется рядом международных центров по единой методике. Эти данные к середине 2012 года были обобщены в очередной раз, начиная с 1993 года, в журнале «Progress in Photovoltaics» [28]. В представленном отчете раздельно излагаются рекордные значения внешней квантовой эффективности EQE для концентраторных ячеек, с площадью порядка 1 см^2 для объемных ячеек и $S \approx 800 \text{ см}^2$ для солнечных модулей.

Анализ, приведенных в таблицах 5.3–5.5 данных, свидетельствует о достижении в последние годы рекордных результатов с использованием в ряде случаев новых или модифицированных материалов. К таким результатам, полученным на солнечных ячейках, можно отнести:

- достижение внешней квантовой эффективности (EQE) более чем в 28,3 % для ячейки, сформированной по однокаскадной схеме с $S = 1 \text{ см}^2$ на тонкопленочной структуре GaAs [29];
- достижение EQE порядка 17,4 % для CuInGaSe_2 твердого раствора на площади ячейки в 16 см^2 и состоящей из 4-х последовательно соединенных элементов [30];
- не менее важным для будущей солнечной энергетики является достижение EQE более 11 % на пленках светочувствительных красителей и органических материалов площадью в несколько см^2 [31, 32];
- достижение эффективности в 17–20 % для субмодулей, созданных на трех-каскадных ячейках CaInP/GaTAs/Ge с $S=30 \text{ см}^2$ [32];
- значение эффективности в 12 % на двухкаскадной ячейке с $S = 1 \text{ см}^2$, сформированной из слоев $\alpha\text{-Si}_{\text{nc}}/\text{Si}$, где $\alpha\text{-Si}_{\text{nc}}$ – аморфный нанокристаллический кремний, подвергнутый водородной обработке [33];
- однако наибольшая эффективность $\sim 36,9 \%$ была достигнута на трехмодульной ячейке с $S = 0,9 \text{ см}^2$ GaInP/GaAs/GaInAs [34].

Таблица 5.3

Достигнутые значения внешней квантовой эффективности (EQE) для солнечных ячеек с площадью $1 \text{ см}^2 < S < 300 \text{ см}^2$ при общей спектральной освещенности AM 1,5 (1000 Вт/м^2 при 25°C)

№ п.п	Материал	EQE , %	S , см^2	V_{oc} , В	J_{sc} , mA/см^2	FF , %
1	Si (кристалл)	$25,0 \pm 0,5$	4,00(da)	0,706	$42,7^t$	82,8
2	Si (поликристалл)	$20,4 \pm 0,5$	1,002(ap)	0,664	38,0	80,9
3	Si (тонкопленочный)	$19,1 \pm 0,4$	3,983(ap)	0,650	$37,8^h$	77,6
4	Si (тонкопленочный субмодуль)	$10,5 \pm 0,3$	94,0(ap)	$0,492^i$	$29,7^i$	72,1
5	Si (аморфный)	$10,1 \pm 0,3^m$	1,036(ap)	0,886	$16,75^f$	67,0
6	Si (нанокристалл) группа A_3B_5	$10,1 \pm 0,2^m$	1,199(ap)	0,539	24,4	76,6
7	GaAs (тонкопленочный)	$28,3 \pm 0,8$	0,9944(ap)	1,107	$29,47^j$	86,7
8	GaAs (поликристалл)	$18,4 \pm 0,5$	4,011(t)	0,994	23,2	79,7
9	InP (кристалл)	$22,1 \pm 0,7$	4,02(t)	0,878	29,5	85,4
10	CIGS (ячейка)	$19,6 \pm 0,6^k$	0,996(ap)	0,713	$34,8^l$	79,2
11	CIGS (субмодуль)	$17,4 \pm 0,5$	15,993(da)	$0,6815^i$	$33,84^i$	75,5
12	CdTe (ячейка) Красители и органические материалы	$16,7 \pm 0,5^k$	1,032(ap)	0,845	26,1	75,5
13	Краситель (ячейка)	$11,0 \pm 0,3^\circ$	1,007(da)	0,714	$21,93^h$	70,3
14	Краситель (субмодуль)	$9,9 \pm 0,4^\circ$	17,11(ap)	$0,719^i$	$19,4^{i,l}$	71,4
15	Органический (тонкопленка)	$10,0 \pm 0,3^\circ$	1,021(ap)	0,899	$16,75^j$	66,1
16	Органический (субмодуль многопереходные ячейки)	$4,2 \pm 0,2^\circ$	294,5(da)	0,714	$12,26^j$	47,7
17	GaInP/GaInAs/Ge	$34,1 \pm 1,2$	30,17(t)	2,691	$14,7^j$	86,0
18	$\alpha\text{-Si}_{nc}\text{-Si}_{nc}\text{-Si}$	$12,4 \pm 0,7^p$	1,050(ap)	1,936	$8,96^h$	71,5
19	$\alpha\text{-Si}_{nc}\text{-Si}$ (пленка)	$12,3 \pm 0,2^q$	0,962(ap)	1,395	$12,93^j$	69,4
20	$\alpha\text{-Si}_{nc}\text{-Si}$ (субмодуль)	$11,7 \pm 0,4^{n,r}$	14,23(ap)	5,462	2,99	71,3

Таблица 5.4

Достигнутые значения внешней квантовой эффективности (EQE)
для солнечных модулей с площадью $600 \text{ см}^2 < S < 1600 \text{ см}^2$

	Материал	EQE , %	S , см^2	V_{oc} , В	J_{sc} , $\text{mA}/\text{см}^2$	FF , %
1	Si (кристалл)	22,9±0,6	778(da)	5,06	3,97	80,3
2	Si (монокристалл)	21,4±0,6	15780(ap)	68,6	6,293	78,4
3	Si (поликристалл)	18,2±0,4	14709(ap)	38,29	9,11 ^f	76,7
4	Si (тонкая пленка)	8,2±0,2	661(ap)	25,0	0,320	68,0
5	GaAs (тонкая пленка)	23,5±0,7	856,8(ap)	10,77	2,222 ^f	84,0
6	CIGS	15,7±0,5	9703(ap)	28,24	7,254 ^g	72,5
7	CIGSS	13,5±0,7	3459(ap)	31,2	2,18	68,9
8	CdTe	12,8±0,4	6687(ap)	94,1	1,27	71,4
9	α Si- α SiGe-SiGe	10,4±0,5 ^{h,i}	905(ap)	4,353	3,285	66,0

Таблица 5.5

Достигнутые значения внешней квантовой эффективности (EQE)
для концентраторных ячеек и модулей

	Материал	EQE , %	S , см^2	Степень концентрации в солнцах
1	GaAs (одиночная ячейка)	29,1±1,3 ^d	0,0505(da)	117
2	Si (одиночная ячейка)	27,6±1,0 ^f	1,00(da)	92
3	GaInP/GaAs/GaInNAs(многопереходная ячейка)	43,5±2,6	0,3124(ap)	418
4	GaInP/GaInAs/Ge(многопереходная ячейка)	41,6±2,5 ^e	0,3174(da)	364
5	GaInP/GaAs (субмодуль)	38,5±1,9 ^g	0,202(ap)	20
6	GaInAsP/GaInAs (субмодуль)			
7	GaInP/GaAs/Ge (субмодуль)	27,0±1,5 ^h	34(ap)	10
8	Si (модуль)	20,5±0,8 ^d	1875(ap)	79

CIGS-CuInGaSe₂; CIGSS-CuInGaSSe; α -Si – аморфный кремний, Si_n – нанокристаллический кремний

Анализ данных, приведенных в табл. 5.4, показал:

- эффективность в 23,5 % достигнутая на тонкопленочном модуле с $S = 857 \text{ см}^2$, сфабрикованном в GaAs [29];
- достигнутое значение $EQE = 18,2 \%$ для большей апертуры солнечного модуля в $1,5 \text{ м}^2$, сформированного из кристаллического кремния [35];
- конечно, представленные выше рекордные результаты по эффективности солнечных ячеек и модулей в несколько раз превосходят реальные данные по эффективности работы современных солнечных батарей, особенно большой мощности. Однако эти рекордные результаты, несомненно послужат совершенствованию существующих фотопреобразователей.

5.7.2. Современное состояние солнечной фотоэнергетики

Солнечная фотоэнергетика – это самая быстрорастущая отрасль энергетики в мире с темпами годового роста до 50 % и объемом производства энергии в 2008 году 7 ГВт. Лидером в развитии СФЭ являются США, где разработанная еще в конце XX века федеральная программа предполагает достижение конкурентной способности цен на солнечную электроэнергию уже к 2015 году и объем «фотоэлектрического» рынка энергии на уровне 5–10 млрд. долларов. Примером тому – работающие в Калифорнии солнечные электростанции с концентраторами излучения с общей мощностью 350 МВт, которые экономят ежегодно до 2 млн. баррелей нефти, сжигаемой на тепловых станциях. Энергетическая программа Евросоюза предусматривает выработку энергии за счет солнечных электростанций в объеме не менее 3 % уже к 2020 году, причем к этому времени будет достигнут ценовой паритет «солнечного» и «обычного» электричества для большинства европейских стран. Следует подчеркнуть, что приведенные прогнозы основаны на условии использования уже существующих типов ФЭП, имеющих к.п.д. ниже 20 %. Данные роста экономики мирового солнечного электрического рынка до 2008 году и прогнозы его развития до 2011 года, приведенные в таб. 5.6, естественно, не учитывают влияния мирового экономического кризиса, начавшегося в 2009 году. С этими данными (США) вполне коррелируют прогнозные расчеты, выполненные в ГНУ ВИЭСХ (Россия), по которым для конкуренции с топливной энергетикой ФЭП должны иметь к.п.д. не менее 25 % со сроком службы не менее 40 лет и стоимости установленной мощности на солнечных электростанциях не более 2000 долларов за кВт.

Таблица 5.6

Мировой солнечный энергетический рынок

год	2005	2006	2007	2008	2009	2010	2011
Объем производства, ГВт	1,7	2,6	3,9	7,1	14,7	28,8	40,9
Рост производства, %	44	58	50	82	107	96	42
Средняя цена модулей, долл./Вт	3,7	4,21	3,97	4,18	3,73	3,33	3,06
Средняя цена установленной мощности, долл./Вт	7,1	7,67	7,43	7,56	6,74	6,05	5,66
Годовой объем продаж, млрд. долл.	2	17,9	26,6	50,7	96	170,5	228,3
Прибыль до уплаты налогов, млрд. долл.	3	5,3	7,8	17,4	32,6	56,3	73,7

Снижение стоимости солнечной электроэнергии может быть достигнуто только при комплексном использовании наногетероструктурных ФЭП, низкостоймостных оптических концентраторов, устройств отвода тепла от ФЭП и систем слежения за перемещением солнца («треккеров»), обеспечивающих всегда фронтальное падение солнечного излучения на рабочую поверхность ФЭП. При этом основное внимание будет обращено на более полное использование всего спектра солнечного излучения и полной энергии фотонов, повышение концентрации солнечного излучения и применение новых материалов и структур для создания ФЭП. Не менее важной проблемой для солнечной энергетики является уменьшение зависимости вырабатываемой энергии от времени суток и погодных условий путем ее аккумулирования и размещения солнечных электростанций в наиболее подходящих для этого местах.

Примером нового подхода к созданию и производству в России современного поколения высокоэффективных солнечных электроустановок является решение о создании в Ставропольском крае под научным руководством ФТИ им. А.Ф. Иоффе завода по производству параметрического ряда солнечных фотоэлектрических установок (СФЭУ) с мощностью от 0,5 до 5 кВт. Уже к концу 2013 года предполагается наладить их серийное производство. Эти СФЭУ представляют собой концентраторные фотоэлектрические модули с концентрацией солнечного излучения до 1000 крат, к.п.д. ФЭП каскадного типа (3–5 каскадов) будет достигать 45–50 %. При этом удельный энергосъем с 1 м^2 будет доходить до 300 Вт при использовании систем слежения за Солнцем. Уместно сравнить эти значения

к.п.д. с анализом теоретических, ожидаемых и достигнутых значений к.п.д. для каскадных ФЭП, выполненным Ж.И. Алферовым, В.М. Андреевым и В.Д. Румянцевым в 2004 году (табл. 5.7). Реальный рост значений к.п.д. практически за 10 лет вполне подтвердил прогноз наших ученых, занимающих и в настоящее время ведущие позиции в развитии солнечной фотоэнергетики.

Таблица 5.7

Теоретические, ожидаемые и достигнутые значения к.п.д.
солнечных элементов

Спектр солнечного излучения	Значение	к.п.д., %				
		Количество <i>p-n</i> -переходов в каскаде				
		1	2	3	4	5
В условиях околоземного космоса (AM0)	Теоретическое	28	33	38	42	45
	Ожидаемое	23	28	28	36	38
	Реализованное	21,8	17,2	27,2	-	-
В наземных условиях (AM1.5)	Теоретическое	30	36	42	47	49
	Ожидаемое	27	33	38	42	44
	Реализованное	25,1	30,3	31	-	-
В наземных условиях с концентрацией (AM1.5)	Теоретическое	35	42	48	52	54
	Ожидаемое	31	38	43	47	49
	Реализованное	27,6	31,1	34	-	-

5.7.3. Проблемы глобальной солнечной энергосистемы

Достигнутые успехи в разработке как устройств СФЭ, так и использующих другие неископаемые источники энергии, и их применении в земных условиях позволили дать обширный по времени, весьма оптимистический прогноз доли всех возобновляемых и неисчерпаемых видов энергии в мировом производстве энергии вплоть до XXIII века (рис. 5.18). Скорее всего, в этот график будут внесены изменения, но общая тенденция увеличения вклада возобновляемой энергии, несомненно, сохранится, так же как и увеличение доли СФЭ в этом балансе. Для реального осуществления плана значительного повышения доли солнечной энергии был предложен ряд проектов. По одному из них необходимо создание глобальной солнечной энергетической системы из трех солнечных электростанций в оптимальных для этих целей местах Земли (Австралия, Алжир, Мексика). По другому проекту подобные станции следует располагать на Луне или стационарных космических

станциях. Однако в этих проектах наиболее уязвимым местом является способ передачи полученной энергии на большие расстояния.

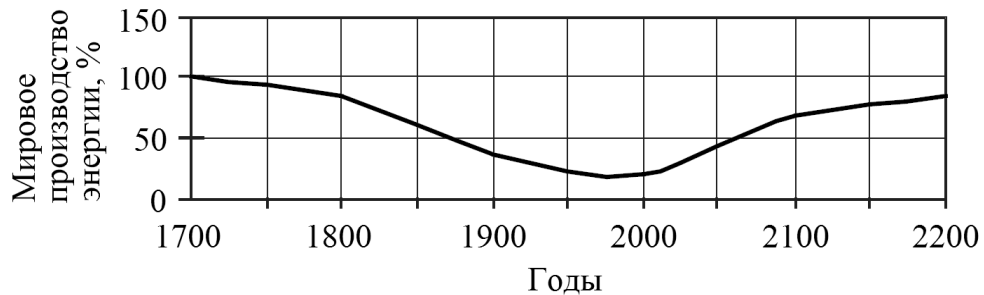


Рис. 5.18. Доля возобновляемой энергии в мировом производстве энергии [2]

В настоящее время рассматриваются две возможности использования высокоэнергетических электромагнитных волн. В первом способе предлагается непосредственное преобразование электрической энергии, выработанной фотоэлектрическими модулями, в высокочастотные электромагнитные волны с частотами в сотни и даже тысячи мегагерц. Уже существуют передающие и приемные антенны, успешно используемые в радиолокации и радиоастрономии. Однако пока не решена задача строгой пространственной фокусировки сверхмощных электромагнитных пучков, непрерывных во времени, поскольку в указанных выше направлениях используют короткие электромагнитные импульсы.

Во втором способе предполагается вообще отказаться от использования кремниевых или органических солнечных батарей и осуществлять преобразование солнечной энергии в оптическое когерентное монохроматическое излучение. Это направление получило название **лазерные системы с солнечной накачкой**. Поскольку подобные оптические лазерные пучки отличаются уникально малой пространственной расходимостью, то возможна их передача в космосе и из космоса на Землю с крайне малыми потерями.

В настоящее время большинство систем преобразования солнечной энергии работает, как правило, на основе солнечных полупроводниковых батарей, в которых происходит прямое преобразование некогерентного и немонахроматического излучения в электрическую энергию.

Однако, почти одновременно с созданием первых лазеров с оптической накачкой в СССР и США возникла идея использования солнечного излучения в качестве оптической накачки еще в 60-е годы XX века. К середине 80-х годов были разработаны первые проекты построения устройств для эффективного преобразования солнечной

энергии в лазерное излучение на базе химического кислород-йодного лазера. Используя такие свойства лазерного излучения, как когерентность и монохроматичность, подобные устройства позволят транспортировать преобразованную энергию на большие расстояния, в том числе и в условиях космоса, когда потребитель находится в теневой зоне. При этом возможна передача энергии из космоса потребителю, находящемуся на Земле. В одном из проектов «*Space Solar Power Systems*», Япония, 2007 предполагается создание электростанции на геостационарной орбите. Находясь на высоте 36000 км над Землей в районе экватора, она будет собирать энергию солнечного излучения и превращать ее в лазерный пучок, направленный на расположенную на поверхности Земли, приемную станцию. Здесь эта лазерная энергия будет превращаться в электрическую энергию и использоваться для выработки водородного топлива.

В первых проектах предусматривалось использование обычного кислород-йодного лазера фотодиссоционного типа, узкая полоса поглощения оптической накачки которого лежит в ультрафиолетовой области.

После открытия необычных свойств фуллеренов, в том числе, обладающих высокой поглощающей способностью в широкой области солнечного спектра, был разработан новый тип лазера – фуллерен-кислород-йодный лазер (начало XXI века) [35]. Этот лазер (*FOIL*) имеет несомненные преимущества перед фотодиссоционным йодным лазером, что обеспечивает более высокую (до 30 %) эффективность преобразования солнечной энергии в лазерное излучение. Лазерная генерация в *FOIL* была получена в 2003 году на переходе атомов йода, возбужденных в процессе их взаимодействия с синглетным кислородом, образованным с помощью оптически возбужденных молекул фуллерена. С этой точки зрения, *FOIL* представляет собой некую модификацию классической схемы химического кислород-йодного лазера, в котором образование синглетного кислорода в результате химической реакции хлора с перекисью водорода заменено процессом передачи оптического возбуждения от фуллерена к молекулярному кислороду. В свою очередь, это достижение было основано на разработке метода получения синглетного кислорода с фуллерен-содержащей твердофазной поверхности еще в начале 90-х годов XX в. при ее оптическом облучении в диапазоне от 200 до 700 нм [36].

Конструктивное оформление устройства для реализации работы системы прямого преобразования солнечной энергии в лазерное излучение можно представить следующим образом: солнечное излучение с помощью специального концентратора энергии проецируется через активную среду лазера на фуллереновую поверхность, находящуюся внутри лазерной кюветы.

Концентратор должен обеспечивать оптимальную плотность мощности на фуллереновой поверхности, при которой достигается максимальный выход синглетного кислорода в газовую форму. Фуллереновая поверхность представляет собой пористую структуру на основе фуллерена C_{60} , которая нанесена на пористую подложку и обладает высокой адсорбционной способностью к газовым компонентам среды. Фуллерен под действием излучения Солнца переходит в некоторое короткоживущее электронно-колебательное синглетное состояние S_x (двухуровневое состояние молекул, одно из которых основное, а другое возбужденное). Затем через короткое время переходит в метастабильное состояние T_1 . Квантовый выход этого процесса составляет 0,96. Далее молекулы фуллерена в состоянии T_1 взаимодействуют с молекулярным кислородом, адсорбированным фуллерен-содержащей поверхностью, переводя его в возбужденное синглетное состояние ϵ_g . Этот процесс происходит с очень большой эффективностью, так как становится резонансным. Далее кислород переходит из состояния ϵ_g в метастабильное состояние Δ_g . Время жизни этого состояния составляет несколько десятков минут при низких температурах. Затем образовавшиеся на поверхности фуллерена молекулы синглетного кислорода выходят из поверхности и образуют газовую фазу в объеме лазерной кюветы. При их взаимодействии с атомарным йодом в основном состоянии происходит эффективное возбуждение атомарного йода. Переход атомов йода из возбужденного в нормальное состояние сопровождается оптическим излучением на длине волны 1,315 мкм.

Выбор оптимальной интенсивности излучения накачки в описанном выше процессе генерации когерентного оптического излучения определяется двумя параметрами: количеством наработанного синглетного кислорода и временем его жизни в газовой фазе. В свою очередь, оптимальная плотность солнечного излучения, падающего на фуллерен-содержащую поверхность, с точки зрения наработки максимального количества синглетного кислорода в объеме активной среды *FOIL*, определяется в первую очередь лучевой стойкостью фуллерен-содержащих покрытий и во вторых, обратным насыщением поверхности фуллерена молекулами кислорода с образованием нестабильных комплексов $C_{60}O$.

В настоящее время на макетных образцах фуллерен-кислород-йодных лазеров получена средняя мощность лазерного излучения при накачке солнечным пучком порядка 30 ватт при удельном съеме лазерной энергии порядка 9 джоулей на объем лазерной камеры в 1 л.

Итак, главными преимуществами применения фуллерен-кислород-йодных лазеров по сравнению с фотодиссоционными кислород-йодными лазерами являются более широкая полоса оптического поглощения фуллерена и более развитая поверхность фуллеренового покрытия за счет применения наноразмерных элементов.

Несколько позднее, уже в начале XXI века в Японии была разработана концепция, а затем и проведены эксперименты по преобразованию солнечного излучения в лазерное с помощью лазера на иттрий-алюминиевом гранате (ИАГ). В качестве активных ионов в лазерах использовались как ионы неодима, так и одновременно ионы неодима и хрома ($\text{Nd}^{3+} + \text{Cr}^{3+}$ в концентрациях $\sim 0,1 \%$). Для концентрирования солнечных потоков вместо зеркал использовались линзы Френеля. Преимуществом линз Френеля, состоящих из отдельных, примыкающих друг к другу концентрических колец, является возможность получения параллельного пучка света от точечного источника, каковым является Солнце. Так с помощью используемой подобной линзы площадью $1,3 \text{ м}^2$ была получена мощность излучения 2 Вт на длине волны лазерного излучения 1,064 нм. Физическая эффективность преобразования солнечного излучения в лазерный пучок при этом достигла 40 %. Актуальность исследований по преобразованию солнечной энергии в лазерное излучение подтверждается чрезвычайно высокой активностью проводимых в целом ряде стран экспериментов, ставивших задачи решения насущных энергетических проблем будущего.

5.7.4. Топливные батареи

Еще одной немаловажной задачей исследований в области генерации электрической энергии являются топливные элементы или батареи, в которых электрическая энергия образуется за счет химической реакции между восстановителем и окислителем. Восстановителем на отрицательном электроде чаще всего служит водород (H_2), а окислителем на положительном электроде – кислород (O_2). В качестве восстановителя могут использоваться и другие материалы в виде газов или жидкостей, содержащие водород, природный газ или рапсовое масло. В последних двух случаях водород сначала должен быть выделен в «преобразователь», а уже потом работать в топливной батарее. При электрохимической реакции при соединении молекул водорода и кислорода происходит переход электронов от водорода к кислороду. В топливной батарее эти электроны выталкиваются во внешнюю электрическую замкнутую цепь.

Материал электродов оказывает существенное влияние на электрохимическую реакцию – это так называемый каталитический процесс. Окончательным продуктом электрохимической реакции является обычная вода (H_2O).

Для ускорения электрохимической реакции используют специальные вещества – катализаторы. В настоящее время в качестве катализаторов начинают использовать углеродные нанотрубки, отличающиеся высокой удельной поверхностью, электропроводностью, прочностью, вместо ранее применявшихся металлов платиновой группы. В частности, были синтезированы катализаторы на основе углеродных нанотрубок и нановолокон диаметром 25–100 нм, с помощью которых были достигнуты значения напряжения на электродах до 0,6 В при плотности тока в замкнутой цепи порядка 500 мА на м^2 .

В последние годы японской корпорацией «Honda» была разработана солнечная топливная батарея, использующая полупроводниковый катализатор воды на основе наночастиц углерода. Такая топливная батарея вырабатывает не электрическую энергию, а достаточно эффективно разлагает воду на кислород и водород под воздействием солнечного облучения. Именно водород затем используется в качестве топлива в разнообразных двигателях и устройствах, что закрепилось в названии «водородная энергетика». Следует подчеркнуть, что полупроводниковый катализатор воды может использовать не только видимый свет, но и более широкий спектр солнечного излучения. Уже сейчас эффективность разложения воды на водород и кислород достигает 8 %, что совсем немного уступает пороговому значению в 10 % для возможности рентабельного коммерческого использования.

Кроме экономических факторов, влияющих на увеличение производства СФЭ в развитых странах Европы и северной Америки, существуют и социальные факторы, стимулирующие развитие СФЭ и в остальном мире. Так более двух миллиардов людей в мире не имеют доступа к централизованному снабжению электричеством, причем большинство из них живет в районах с высокой солнечной активностью (Африка, Центральная Америка, средняя Азия). Кроме того, на Земле существуют районы с незначительной плотностью населения, что делает нерентабельным развитие централизованного электроснабжения. Наконец, выбросы крупных промышленных электростанций, работающих на мазуте и каменном угле, выбросы автомобильного транспорта значительно увеличивают вредные воздействия на человеческое сообщество, а преодоление этих воздействий требует серьезных экономических затрат.

Не меньшее значение мировое развитие СФЭ имеет и для России. Причем в России существуют два экономических района, весьма перспективных в этом направлении: Юг, включая Северный Кавказ, с высокой плотностью населения, и Юг Азиатской части России, наоборот, с весьма низкой плотностью населения. Как следует из приведенного рисунка (рис. 5.19) [10], среднегодовые поступления солнечного излучения в этих районах России превосходят поступления в Германии, Италии и Испании.

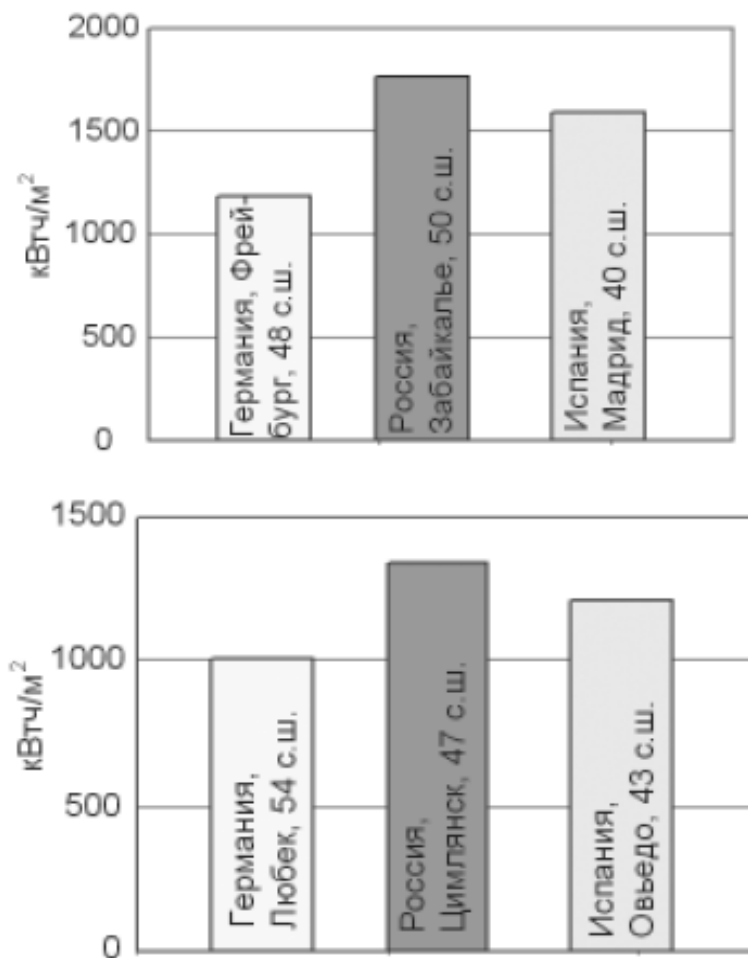


Рис. 5.19. Годовое поступление солнечной энергии в России, Германии, Испании

Литература к главе 5

1. Алферов Ж.И. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики / Ж.И. Алферов, В.М. Андреев, В.Д. Румянцев. Физика и техника полупроводников, 2004. – т. 38. – в.8. – с.937–947.
2. Стребков Д.С. Технологии крупномасштабной солнечной электроэнергетики / Д.С. Стребков. Электро, 2009. – № 63. – с. 2–6.

3. Standard of International Organization ISO 9845-1/ 1992 Reference solar spectral irradiance in ground at different receiving conditions.

4. Косяченко Л.А. Поглощательная способность полупроводников, используемых в производстве солнечных панелей / Л.А. Косяченко, Е.В. Грушко, Т.И. Микитюк. Физика и техника полупроводников, 2012. – т. 46. – вып.4. – с.482–486.

5. Green M.E. Solar cell efficiency tables / M.E Green, K. Emery, W. King, S. Igary, W. Warta Prog. Photovolt. Res. Appl, 2002. – V. 10. – p. 355–360.

6. Алферов Ж.И. Солнечные элементы на основе гетеропереходов / Ж.И. Алферов, В.М. Андреев, М.В. Коган, И.И. Протасов. Физика и техника полупроводников, 1970. – т. 4. – с. 12–18.

7. Косяченко Л.А. Влияние толщины поглощающего слоя на эффективность солнечного элемента Cd/CdTe / Л.А. Косяченко, А.И. Савчук, Е.В. Грушко. Физика и техника полупроводников, 2009. – т. 43. – с.1060–1064.

8. Хрипунов Г.С. Гибкие солнечные модули на основе сульфата и теллурида кадмия / Г.С. Хрипунов, Е.П. Черных, Н.А. Ковтун, Е.К. Белоногов. Физика и техника полупроводников, 2009. – т. 43. – с.1084–1088.

9. Рудь В.Ю. Фоточувствительность тонкопленочных солнечных элементов ZnO/CdS/Cu(InGa)Se₂/Mo, полученных на различных подложках / В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, В.Ф. Грененок, Е.И. Теруков, Б.Х. Байрамов, V.W. Song. Физика и техника полупроводников, 2012. – т. 46. – с. 231–234.

10. Андреев В.М. Альтернативная электроника и экология / В.М. Андреев. Солнечная фотоэнергетика, 2007. – № 2 (46). – с. 93–98.

11. Гудовских А.С. Свойства границ раздела в солнечных элементах на основе GaInP / А.С. Гудовских, Н.А. Каможный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, М.З. Шварц, В.М. Андреев. Физика и техника полупроводников, 2009. – т. 43. – с. 1403–1408.

12. Андреев В.М. Солнечные элементы на основе антимонида галлия / В.М. Андреев, С.В. Сорокина, Н.Х. Тимошина, В.П. Хвостиков, М.З. Шварц. Физика и техника полупроводников, 2009. – т. 43. – с. 695–699.

13. Жуков А.Е. Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек для систем оптической связи / А.Е. Жуков, А.Р. Ковш. Квантовая электроника, 2008. – т. 38. – с. 409–423.

14. Савченко А.В. Сравнительный анализ предельной эффективности фотопреобразования обычных солнечных элементов и солнечных элементов с квантовыми ямами / А.В. Савченко, И.О. Соколовский. Физика и техника полупроводников, 2008. – т. 42. – с. 1238–1246.

15. Андреев В.М. Оптимизация параметров солнечных модулей на основе линзовых концентраторов излучения и каскадных

фотоэлектрических преобразователей / В.М. Андреев, Н.Ю. Давидюк, Е.А. ИONOва, П.В. Покровский, В.Д. Румянцев, Н.А. Садчиков. Журнал технической физики, 2010. – т. 80. – с. 118–125.

16. Pables-Ocamp B., Solar concentrator with high power conversion efficiently / B. Pables-Ocamp, E. Rutz-Vasquez, H. Canceco-Sanches, et al Sol. Energ Master, 2002. – p. 966.

17. Унтила Т.Н. Солнечный элемент из кремния *n*-типа, двухсторонний, концентраторный / Т.Н. Унтила, Т.Н. Кост, А.Б. Чеботарев, М.Б. Закс, А.М. Ситников, О.И. Солодуха, М.З. Шварц. Физика и техника полупроводников, 2012. – т. 46. – с. 1217–1223.

18. Балоев В.А. Современные тенденции развития оптоэлектроники / В.А. Балоев, И.М. Несмелов. Казань: Стар, 2010. – 95 с.

19. Jin K. Adv. Photovoltaic mechanisms in ferroelectric thin films with effects of the electrodes and interfaces / K. Jin, K. Zhao et al. Matter, 2009. – v. 21. – p. 4636.

20. Lee D. Polarity control of carrier injection at ferroelectric/metal interfaces for electrically switchable diode and photovoltaic effects / D. Lee, S.H. Back, T.H. Kim et al. Phys. Rev, 2011. – v. B84. – p. 125305.

21. Choi T. High rectification and photovoltaic effect in oxide nano-junctions / T. Choi, L. Jiang, S. Lee, N. Eganu, H. Lee New Journal of Physics, 2012. – V. 14. – p. 1–10.

22. Bulatov A.R. Structural, Magnetic and electrical properties of the slightly doped lanthanum manganites / A.R. Bulatov, Kh.G. Bogdanova, V.A. Golenishchev-Kutuzov, L.V. Elokhina, E.A. Neifeld, A.V. Korolev. Solid State Phenomena, 2011. – v. 168–169. – p. 481–484.

23. Голенищев-Кутузов А.В. Фотонные и фононные кристаллы: формирование и применение в опто и акустоэлектронике / А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин. Москва: Физматлит, 2010. – 158 с.

24. Wei A.D. Photovoltaic effect in the $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3/\text{LaMnO}_3/\text{SrTiO}_3$: Nb heterojunctions with variant La MnO_3 layers / A.D. Wei, J.R. Sun, W.M. Lu et al. Appl. Phys. Lett, 2009. – V. 91. – p. 182102.

25. Zubko P. Interface physics in complex oxide heterostructures. et al, Appl. Rev Condens / P. Zubko, S. Graziglio, M. Gabay. Mayyer phys, 2011 – V. 2. – p. 141;

26. Spanggaard H. A brief history of the development of organic and polymeric photovoltaics / H. Spanggaard, F. Kpebs. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2004. – v. 83. – p. 125–146.

27. Юрре Ю. Органические материалы для фотovoltaических и светоизлучающих устройств / Ю. Юрре, Л.И. Рудая, Н.В. Климова, В.В. Шаманин. Физика и техника полупроводников, 2003. – т. 37. – с. 835–843.
28. Green M. Solar cell efficiency tables (version 39) / M. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta, D. Dunlop. Progress in Photovoltaics: research and Applications, 2011. – V. 20. – p. 12–20.
29. Green M. et al. Solar cell efficiency tables (version 38) / M. Green. Progress in Photovoltaics, 2011. – v. 19. – p. 565–572.
30. Koide N., Recent advances of dye-sensitized solar cells and integrated modules at SHARP / N. Koide, R. Yamanaka, H. Katayama. MRS Proceedings, 2009. – v. 1211. – p. 12–20.
31. Service R. Outlook brightens for plastic solar cells / R. Service. Science, 2011. – v. 332. – p. 293.
32. Bett A.W. Highest efficiency multi-junction solar cell for terrestrial and space applications / A.W. Bett, F. Dimroth, W. Guter et al. Proc 24-th European photovoltaic solar Energy Conf, 2009. – p. 1–6.
33. Banerjee A. High efficiency multi-junction nc-Si:h based solar cells at high deposition rate. et al / A. Banerjee, T. Su, D. Beglau. 37-th IEEE PVSC, 2011. – p. 1–3.
34. Agui T. High efficiency InGaP/GaAs/InGaAs triple junction solar cells. et al / T. Agui, H. Juso, A. Yoshida. Proc Renewable Energy, 2010. – p. 1–4.
35. Swanson R. Solar cells at the cusp / R. Swanson. Inter Photovoltaic Science and Engineering Conference, Korea, 2009. – p. 31–33.
36. Мак А.А. Преобразование солнечной энергии в лазерное излучение с использованием фуллерен-кислород-йодного лазера с солнечной накачкой / А.А. Мак. Оптический журнал, 2009. – т. 76. – с. 4–24.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение короткой истории возникновения современного состояния и тенденции развития твердотельной фотоэлектроники и фотоэнергетики показывает, что становление фотоэлектронных и фотоэнергетических систем, пережившее несколько поколений в использовании материалов и электронных устройств, не только не закончилось, но находится в непрерывном развитии. Как следует из представленных в монографии материалов, в последние десятилетия выделилось несколько новых направлений, во многом базирующихся на достижениях микро- и наноэлектроники, оптоэлектроники и лазерной техники. Среди новых тенденций развития можно выделить следующие:

- расширение спектральных диапазонов;
- повышение информативности электронных систем технического зрения за счет расширения диапазона спектров фотоприемных устройств, перехода к трехмерному формату изображения наблюдаемого объекта; причем расширению спектра фотоприемных систем от экстремального ультрафиолета (10–30 нм) до терагерцового диапазона послужили разработки, соответствующие такому же диапазону когерентных и некогерентных источников излучения, а также лазеров на свободных электронах и рентгеновских лазеров;
- разработки эффективных устройств преобразования всего спектра солнечного излучения в электрическую энергию, которое в наши дни сформировалось в самостоятельное направление фотоэнергетики, являясь синтезом последних достижений физики, электроники и техники.

Перечисленные достижения основаны на применении новых классов полупроводниковых материалов, в том числе наноразмерных многослойных структур, содержащих квантовые ямы и точки, тройных и четверных полупроводниковых соединений. Представляет интерес разработка нового поколения лазеров и фотоприемников для терагерцовой и средней ИК-областей наноразмерных слоев графена.

Однако до сих пор важное значение, особенно в мегапиксельных ИК фотоприемниках, имеет достаточно «старый» материал, такой как кадмий-ртуть-теллур, синтез которого начался в начале 70-х годов XX столетия, в том числе в «НПО ГИПО», г. Казань [1]. В 2004–2005 гг. НПО ГИПО стало активно работать по созданию тепловизоров 3-го поколения на основе охлаждаемых матриц из КРТ на область спектра 3–5 мкм (изделия типа «Креол»). Изделия эти малыми партиями поставлялись заказчикам. Признана

лидирующая роль НПО ГИПО в области разработки и создания тепловизионной техники в России [1, 2].

В наши дни в России получают дальнейшее развитие наиболее перспективные направления фотоэлектроники. При этом следует особо выделить разработку (УОМЗ, Орион, НПО ГИПО) интеллектуальных фотоприемных устройств, интегрированных с блоком автоматического дешифрования многоспектральных изображений в реальном масштабе времени [2].

Литература к заключению

1. Белозеров А.Ф. Оптика России. Очерки истории и развития / А.Ф. Белозеров. – Казань: Центр инновационных технологий, 2012. – Т. 1. – 604 с.
2. Балоев В.А. и др. Развитие новых направлений в отечественном оптическом и оптико-электронном приборостроении / В.А. Балоев. Оптический журнал, 2010. – т77. – № 8. – С.75–80.

Предметный указатель

Абсолютно черное тело	
Бугера-Ламберта закон	
Бурштейна-Мосса закон	
Вертикально-излучающий лазер	
Внешний фотоэффект	
Внутренний фотоэффект	
Внутризонные переходы	
Время жизни носителей заряда	
Гетеропереходы	
Друде формула	
Зонная структура	
Квантовые размерные эффекты	
Квантовые точки	
Квантовые ямы	
Кирхгофа закон	
Непрямой переход	
Оксиды переходных металлов	
Планка формула	
Поглощательная способность	
Поглощающие материалы	
Пропускающие материалы	
Прямой переход	
Рекомбинация носителей	
Сверхрешетки	
Странского-Кристанова метод	
Тепловизор	
Тепловой приемник	111
Терагерцовый диапазон	
Техническое зрение	
Фокальные смотрящие матрицы (FPA)	
Фонон	
Фотовольтаический эффект	
Фотодетектор на квантовых точках (QDIP)	
Фотодетектор на квантовых ямах (QWIP)	
Фотон	
Фотонный приемник	
Фотопроводимость	
Фоточувствительность	
Фотоэлектрический преобразователь (ФЭП)	
Френеля линза	
Экстремальный УФ диапазон (ЭУФ)	

ОГЛАВЛЕНИЕ

Условные обозначения.	3
Введение.	5
Глава 1. Оптическое излучение и его характеристики.	9
1.1. Оптический диапазон электромагнитного излучения.	9
1.2. Световые и энергетические единицы.	10
1.3. Тепловое излучение.	11
Литература к главе 1.	16
Глава 2. Физика полупроводников.	17
2.1. Основные понятия.	17
2.2. Оптические свойства полупроводников.	20
2.3. Фотоэлектрические эффекты.	26
2.3.1. Внешний фотоэффект.	26
2.3.2. Внутренний фотоэффект, фотопроводимость. Механизмы рекомбинации.	28
2.3.2.1. Фотопроводимость.	28
2.3.3. Механизмы рекомбинации.	31
2.3.4. Фоточувствительность. Спектральное распределение фоточувствительности.	33
2.4. Квантово-размерные эффекты.	38
2.4.1. Структуры с решетками и квантовыми ямами (QWIP-структуры).	39
Литература к главе 2.	43
Глава 3. Материалы, используемые для пропускающих и поглощающих элементов оптических систем.	44
3.1. Общие вопросы.	44
3.2. Пропускающие материалы.	46
3.2.1. Одиарные пропускающие элементы.	48
3.2.2. Пропускающие двойные и тройные соединения.	56
3.2.3. Полимеры для пропускающей оптоэлектроники.	60
3.3. Поглощающие (активные) материалы.	69
3.3.1. Модифицированные материалы.	70
3.3.2. Твердые растворы полупроводниковых материалов групп A_3B_5 и A_2B_6	73
3.3.3. Фотоактивные материалы на основе оксидов переходных металлов.	79
3.3.4. Органические поглощающие материалы.	82
Литература к главе 3.	83
Глава 4. Приемники излучения: принципы работы и применение. ...	87
4.1. Три поколения современных фотоприемных систем.	87

4.2. Основные свойства одноплощадочных приемников излучения.	89
4.2.1. Параметры приемников излучения.	89
4.2.2. Фотонные приемники излучения.	89
4.2.3. Тепловые приемники излучения.	91
4.3. Лазеры и приемники излучения для систем волоконно-оптической связи.	92
4.3.1. Полупроводниковые лазеры.	92
4.3.2. Приемники излучения на основе квантово-размерных эффектов.	101
4.4. Новые поколения фотоприемников в ИК и УФ-диапазонах.	103
4.5. Матричные многоэлементные приемники излучения.	108
4.5.1. Особенности матричных приемников.	108
4.5.2. Многоэлементная линейка чувствительных элементов.	109
4.5.3. Двумерная система чувствительных элементов.	110
4.5.4. Неохлаждаемые тепловые фотоматрицы.	113
4.5.5. Инфракрасные двухцветные матрицы.	114
4.5.6. Объемные 3D-изображения наблюдаемых объектов.	116
4.6. Многоканальные фотоприемные системы.	117
Литература к главе 4.	119
Глава 5. Физические принципы, материалы, устройства фотоэнергетики.	122
5.1. История развития солнечной фотоэнергетики.	122
5.2. Общая характеристика процессов непосредственного преобразования энергии солнечного излучения в электрическую энергию.	125
5.3. Материалы солнечной фотоэнергетики.	131
5.3.1. Солнечные элементы с р-п-переходом.	131
5.3.2. Солнечные элементы с гетеропереходами.	132
5.4. Каскадные солнечные элементы.	137
5.5. Концентрирование солнечного излучения.	142
5.6. Новые принципы построения фотоприемных устройств.	146
5.6.1. Сегнето-магнитный ФЭП.	146
5.6.2. Органические элементы ФЭП.	149
5.7. Современные проблемы солнечной фотоэнергетики.	151
5.7.1. Рекордные значения эффективности солнечных ячеек и модулей к середине 2012 года.	151
5.7.2. Современное состояние солнечной фотоэнергетики.	154
5.7.3. Проблемы глобальной солнечной энергосистемы.	156
5.7.4. Топливные батареи.	160
Литература к главе 5.	162
Заключение.	166
Литература к заключению.	167
Предметный указатель.	168

Научное издание

**Голенищев-Кутузов Вадим Алексеевич,
Голенищев-Кутузов Александр Вадимович,
Несмелова Ирина Михайловна**

**ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ
ФОТОЭЛЕКТРОНИКИ И ФОТОЭНЕРГЕТИКИ**

Монография

Кафедра промышленной электроники КГЭУ

Редактор редакционно-издательского отдела *А.В. Заяц*
Компьютерная верстка *А.В. Заяц*
Дизайн обложки *Ю.Ф. Мухаметшина*

Подписано в печать 09.12.13.

Формат 60×84/16. Бумага ВХИ. Гарнитура «Times». Вид печати РОМ.
Усл. печ. л. 10,05. Уч.-изд. л. 11,16. Тираж 500 экз. Заказ № 4711.

Редакционно-издательский отдел КГЭУ,
420066, Казань, Красносельская, 51