

Федеральное агентство по образованию

Санкт-Петербургский государственный
электротехнический университет «ЛЭТИ»

С. А. ТАРАСОВ А. Н. ПИХТИН

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ
ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Учебное пособие

Санкт-Петербург
Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
2008

Федеральное агентство по образованию

Санкт-Петербургский государственный
электротехнический университет «ЛЭТИ»

С. А. ТАРАСОВ А. Н. ПИХТИН

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ
ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Санкт-Петербург
Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
2008

УДК 621.38: 535.14 (07)

ББК 3 86

Т 19

Тарасов С. А., Пихтин А. Н.

Т 19 Полупроводниковые оптоэлектронные приборы: Учеб. пособие.
СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2008. 96 с.

ISBN 5-7629-0894-1

Содержит описание важнейших свойств полупроводниковых соединений и их твердых растворов, используемых при создании полупроводниковых оптоэлектронных приборов. Рассмотрены характеристики и особенности расчета параметров важнейших полупроводниковых оптоэлектронных приборов: светоизлучающих диодов, инжекционных лазеров и фотоприемников.

Предназначено для студентов специальности 200100.

УДК 621.38: 535.14 (07)

ББК 3 86

Рецензенты: кафедра твердотельной оптоэлектроники СПбГУ ИТМО;
д-р физ.-мат. наук, проф. Ю. М. Яковлев (ОАО «НИИ "Феррит-Домен"»).

Утверждено

редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия

ISBN 5-7629-0894-1

© СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2008

Введение

Оптоэлектроника – одна из наиболее активно развивающихся областей науки и техники. Важнейшей ее частью является полупроводниковая оптоэлектроника, исследующая и применяющая эффекты взаимодействия оптического излучения с полупроводниковыми материалами. Значительный прогресс в технологии создания полупроводниковых оптоэлектронных приборов, достигнутый за последние десять лет, привел к широкому проникновению в повседневную жизнь оптических линий связи и Интернет-технологий, оптических методов хранения, записи и обработки информации. Намечившийся переход к повсеместному использованию высокоэффективных источников освещения на основе белых светоизлучающих диодов должен привести в масштабах планеты к экономии более 10 млрд долларов в год, что особенно актуально в свете необходимости внедрения энергосберегающих технологий.

Прогресс в полупроводниковой оптоэлектронике не мог бы быть достигнут без широкого применения полупроводниковых твердых растворов и гетероструктур на их основе. Использование гетеропереходов GaAs/AlGaAs позволило многократно увеличить срок службы полупроводникового излучателя за счет снижения пороговой плотности тока и высокой эффективности накачки. Все наиболее крупные достижения в технике инжекционных лазеров связаны с гетероструктурами на основе соединений и твердых растворов A³B⁵. Поэтому в пособии значительное внимание уделено свойствам таких структур и методам их расчета.

Авторы настоящего учебного пособия ставили перед собой задачу не только систематизировать сведения по рассматриваемой проблеме, но и адаптировать излагаемый материал к учебному процессу. Предполагается, что это учебное пособие может быть эффективно использовано при выполнении курсовых проектов по дисциплине «Полупроводниковые оптоэлектронные приборы», поэтому оно содержит много сведений справочного характера. При подготовке учебного пособия использован опыт чтения лекций по дисциплинам «Квантовая и оптическая электроника», «Квантово-размерные наноструктуры» и др.

Авторы выражают благодарность В. А. Мошникову, О. С. Комкову и Н. А. Тарасовой за помощь в оформлении пособия и предоставленные материалы.

1. ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА И ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

1.1. Основные понятия и определения

Оптоэлектроника – область науки и техники, исследующая и применяющая процессы взаимодействия оптического излучения с веществом для передачи, приема, переработки, хранения и отображения информации.

Полупроводниковый оптоэлектронный прибор (ППОЭП) – полупроводниковый прибор, излучающий или преобразующий оптическое излучение, использующий его для внутреннего взаимодействия элементов прибора или управления процессами обработки информации во внешних электронных устройствах.

Оптическое излучение – электромагнитное излучение оптического диапазона. *Оптический диапазон* спектра составляют электромагнитные колебания, длина волн которых лежит в пределах от 1 мм до 1 нм. Этот интервал определен Международной комиссией по освещению (МКО) и является условным. Иногда длинноволновую границу оптического диапазона, примыкающую к радиодиапазону, относят к радиоволнам, а коротковолновую – к мягкому рентгеновскому излучению (рис. 1.1). Внутри оптического диапазона выделяют видимое ($\lambda = 0,38...0,78$ мкм), инфракрасное ($0,78...1000$ мкм) и ультрафиолетовое ($0,001...0,38$ мкм) излучение.

Оптическое излучение можно представить как электромагнитные волны, распространяющиеся в вакууме со скоростью света $c = 299\,792\,458$ м/с $\approx 3 \cdot 10^8$ м/с. Важнейшими характеристиками такой волны являются длина волны λ [м], частота электромагнитных колебаний $\nu = c/\lambda$ [Гц], круговая частота $\omega = 2\pi\nu$ [Гц], которые могут быть использованы для определения границ оптического диапазона. Иногда применяют также величину, называемую волновым числом $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ [см⁻¹] (табл. 1.1).

Оптическое излучение можно также рассматривать и как поток квантов света – *фотонов*. Фотоны характеризуются своим набором параметров – энергией, направлением распространения и т. д. В полупроводниковой оптоэлектронике в основном рассматривается взаимодействие фотонов с электронной подсистемой вещества. В этом случае вместо обычных единиц измерения энергии джоулей [Дж] удобно использовать единицу, называемую *электрон-вольт* [эВ]. Электрон-вольт – это энергия, приобретаемая частицей, несущей один элементарный заряд (заряд электрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл)

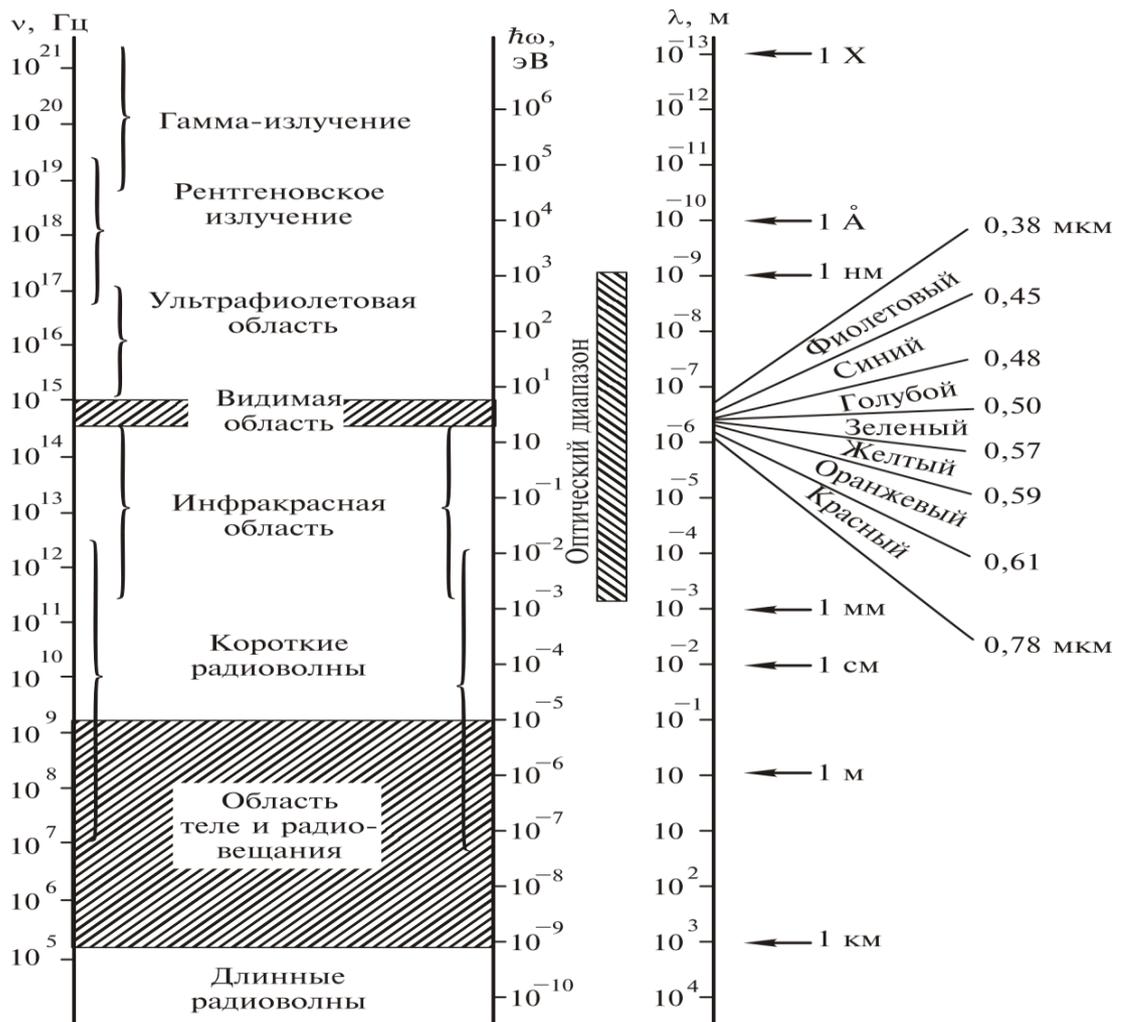


Рис. 1.1. Шкала электромагнитных волн

при перемещении в ускоряющем электрическом поле между двумя точками с разностью потенциалов 1 В. Таким образом, $1 \text{ эВ} = e \text{ Дж} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. Связь между энергией фотона и частотой колебаний электромагнитных волн определяется из соотношения $E = h\nu = \hbar\omega$, где постоянная Планка $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$, а редуцированная постоянная Планка $\hbar = h / 2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 6,58 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с}$. Одной из важнейших формул полупроводниковой оптоэлектроники является выражение, устанавливающее связь между длиной волны излучения и энергией фотона

$$\lambda = \frac{hc}{E}. \quad (1.1)$$

Подставив в (1.1) значения констант, можно получить соотношение, широко используемое при расчетах параметров ППОЭП:

$$\lambda[\text{нм}] = \frac{1,24}{E[\text{эВ}]}. \quad (1.2)$$

В табл. 1.1 также приведены характерные значения плотности потока фотонов, приходящиеся на единицу мощности в различных областях оптического диапазона. Видно, что при уменьшении длины волны число фотонов, падающих или излучаемых с единицы площади за единицу времени, будет снижаться при неизменной мощности излучения. Этот эффект важно учитывать при рассмотрении процессов взаимодействия отдельных фотонов с веществом, таких как фотоэлектрический эффект.

Квантовый усилитель – усилитель электромагнитных волн, основанный на использовании вынужденного излучения.

Квантовый генератор – источник когерентного излучения, основанный на использовании вынужденного излучения.

И усилитель, и генератор требуют для своей работы поступления энергии из внешнего источника – *накачки*. В зависимости от вида энергии накачка подразделяется на оптическую, газоразрядную, химическую и др. Усилитель только увеличивает интенсивность внешнего оптического сигнала за счет преобразования энергии накачки, в то время как генератор сам является источником излучения.

Таблица 1.1

Параметры излучения оптического диапазона

Диапазон	Длина волны, мкм	Энергия, эВ	Частота $\times 10^{14}$, Гц	Волновое число $\times 10^5$, см ⁻¹	Плотность фотонов на 1 Вт $\times 10^{18}$, фот/(м ² · с)
Вакуумный УФ	0,001 ... 0,2	1240 ... 6,20	3000 ... 15,0	630 ... 3,14	0,005 ... 1,01
Ближний УФ (С-тип)	0,2 ... 0,28	6,20 ... 4,43	15,0 ... 10,7	3,14 ... 2,24	1,01 ... 1,41
БУФ (В-тип)	0,28 ... 0,315	4,43 ... 3,94	10,7 ... 9,52	2,24 ... 1,99	1,41 ... 1,59
БУФ (А-тип)	0,315 ... 0,38	3,94 ... 3,26	9,52 ... 7,89	1,99 ... 1,65	1,59 ... 1,91
Фиолетовый	0,38 ... 0,45	3,26 ... 2,76	7,89 ... 6,66	1,65 ... 1,40	1,91 ... 2,27
Синий	0,45 ... 0,48	2,76 ... 2,58	6,66 ... 6,25	1,40 ... 1,31	2,27 ... 2,42
Голубой	0,48 ... 0,5	2,58 ... 2,48	6,25 ... 6,00	1,31 ... 1,26	2,42 ... 2,52
Зеленый	0,5 ... 0,57	2,48 ... 2,18	6,00 ... 5,26	1,26 ... 1,10	2,52 ... 2,87
Желтый	0,57 ... 0,59	2,18 ... 2,10	5,26 ... 5,08	1,10 ... 1,06	2,87 ... 2,97
Оранжевый	0,59 ... 0,61	2,10 ... 2,03	5,08 ... 4,91	1,06 ... 1,03	2,97 ... 3,07
Красный	0,61 ... 0,78	2,03 ... 1,59	4,91 ... 3,84	1,03 ... 0,81	3,07 ... 3,93
Ближний ИК	0,78 ... 1,4	1,59 ... 0,89	3,84 ... 2,14	0,81 ... 0,45	3,93 ... 7,05
Средний ИК	1,4 ... 3	0,89 ... 0,41	2,14 ... 1,00	0,45 ... 0,21	7,05 ... 15,1
Дальний ИК	3 ... 1000	0,41 ... 0,0012	1,00 ... 0,00	0,21 ... $6 \cdot 10^{-4}$	15,1 ... 5034

Следует различать усиливаемый внешний сигнал и вспомогательное излучение, используемое для оптической накачки, принципиально отличающиеся по параметрам. Для работы генератора наличие внешнего излучения не является обязательным, что используется для прямого преобразования электрической энергии в когерентный оптический сигнал.

Лазер (от англ. LASER – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation – усиление света с помощью индуцированного излучения) – квантовый генератор оптического излучения. В русскоязычных литературных источниках лазер иногда называют устаревшим словосочетанием *оптический квантовый генератор* (ОКГ).

Полупроводниковый лазер – лазер, активная область которого выполнена на основе полупроводниковых материалов. В зависимости от типа возбуждения полупроводниковый лазер бывает с оптической, электронной или инжекционной накачкой (инжекционный полупроводниковый лазер – ИПЛ).

Светодиод (светоизлучающий диод – СИД) – полупроводниковый источник некогерентного оптического излучения, принцип действия которого основан на явлении электролюминесценции при инжекции неосновных носителей заряда через гомо- или гетеро-*p-n*-переход.

Фотоприемник – прибор, преобразующий оптический сигнал в электрический. По принципу действия фотоприемники можно разделить на две большие группы: *тепловые* и *фотонные*. В полупроводниковой электронике в основном используют фотонные фотоприемники, основанные на использовании внутреннего фотоэффекта. Различают *фотодетекторы* – приборы детектирующие оптический сигнал (определяющие его наличие) и *фотопреобразователи*, основной целью которых является преобразование оптической мощности в электрическую. Важнейшими полупроводниковыми фотодетекторами являются *фоторезисторы* и *фотодиоды*, фотопреобразователями – *солнечные батареи*.

Фоторезисторы – полупроводниковые фотоприемники, принцип действия которых основан на использовании фоторезистивного эффекта, т. е. эффекта изменения сопротивления полупроводника при воздействии оптического излучения.

Фотодиоды – полупроводниковые фотоприемники, принцип действия которых основан на разделении фотогенерированных носителей заряда внутренним полем гомо- или гетеро-*p-n*-перехода.

Солнечные батареи в основном выполняются на основе фотодиодов. От приборов, используемых в качестве фотодетекторов, они отличаются параметрами структуры и схемой подключения, при которой фотодиоды работают в режиме генерации фотоЭДС – фотовентильном режиме.

1.2. Преимущества и недостатки полупроводниковых оптоэлектронных приборов

Полупроводниковые оптоэлектронные приборы обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с другими видами оптоэлектронных изделий, важнейшим из которых является высокая эффективность преобразования электрической энергии в оптическую и обратно. Внутренний квантовый выход ряда СИД и фотодиодов достигает 100 %, а КПД полупроводниковых лазеров приближается к этой величине, тогда как КПД газовых лазеров составляет сотые, а в ряде случаев и тысячные доли процента. Высокая эффективность ППОЭП обусловлена отсутствием промежуточных этапов передачи энергии и связанных с этим потерь.

Другим преимуществом ППОЭП является то, что для их работы обычно требуются относительно малые напряжения, в отличие, к примеру, от газовых лазеров, где для генерации необходимы напряжения, достигающие десятков киловольт. Это позволяет упростить электрические схемы питания и снизить общие энергозатраты на функционирование приборов.

ППОЭП имеют малые размеры, что позволяет экономить материал и реализовать микро- и нанооптоэлектронные схемы. Весьма перспективным направлением оптоэлектроники является интегральная оптика (ИО), которая была бы невозможна без использования полупроводниковых излучателей и приемников. Ведутся работы по внедрению элементов ИО в интегральные микросхемы в качестве альтернативы металлических межсоединений, что значительно повысит быстродействие таких схем.

Технология изготовления оптоэлектронных структур, основанных на кремнии и арсениде галлия, очень хорошо отработана. ППОЭП обладают высокой механической прочностью, не содержат движущихся частей и в большинстве случаев не требуют дополнительного обслуживания. Это позволяет достичь очень высокой надежности ППОЭП. Время гарантированной работы некоторых светодиодов может составлять 100 000 ч и более.

Следует также упомянуть об относительно низкой стоимости ППОЭП, в ряде случаев измеряемой единицами рублей. Это привело к широкому рас-

пространению таких приборов и вытеснению неполупроводниковой оптоэлектроники в относительно узкие рыночные ниши. Тем не менее, в ближайшей перспективе не следует ожидать окончательного ухода с рынка других типов оптоэлектронных приборов. Несмотря на многократно большее число продаваемых экземпляров полупроводниковых лазеров, объем рынка в денежном исчислении для других видов лазеров практически равен объему продаж ИПЛ. Это является следствием существенных недостатков ППОЭП.

Обратной стороной малых размеров ППОЭП является невозможность получения большой мощности излучения. Увеличение объема полупроводникового материала существенно усложняет теплоотвод, что приводит к перегреву структур и резкому снижению КПД прибора. Оптическая мощность ИПЛ редко превышает значение 10 Вт. Использование лазерных линеек позволяет повысить общую мощность излучения, однако ее все еще оказывается недостаточно для ряда промышленных и медицинских применений.

Другими важными недостатками ИПЛ являются низкая температурная стабильность, высокая расходимость излучения, а также существенные трудности при создании ИПЛ, излучающих в некоторых областях оптического диапазона, в частности, в районе 550 нм и УФ-диапазоне.

К недостаткам полупроводниковых фотоприемников можно отнести наличие неодинаковой чувствительности на разных длинах волн, что не характерно для тепловых приемников, а также не самые лучшие шумовые характеристики, затрудняющие регистрацию слабых оптических сигналов.

2. ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ СОЗДАНИИ ППОЭП

2.1. Энергетические состояния в полупроводниковых кристаллах

Процессы поглощения и испускания света в полупроводниках, лежащие в основе принципа действия полупроводниковых оптоэлектронных приборов, обусловлены квантовыми переходами между разрешенными электронными состояниями. Особенности таких состояний в полупроводниках обусловлены наличием *трансляционной симметрии* кристаллической решетки идеального кристалла. Электрон движется в поле $V(\mathbf{r})$, обладающем пространственной периодичностью решетки:

$$V(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = V(\mathbf{r}), \quad (2.1)$$

где трансляционный вектор \mathbf{R} определяется через базисные векторы \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 и \mathbf{a}_3 , которые образуют элементарную ячейку кристалла:

$$\mathbf{R} = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3$$

(n_1 , n_2 и n_3 – любые целые числа).

Из трансляционной симметрии потенциала $V(\mathbf{r})$ вытекает *теорема Блоха*: собственные состояния Ψ одноэлектронного гамильтониана с потенциалом (2.1) могут быть выбраны в виде произведения экспоненциальной функции $e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ (плоской волны) на функцию, периодическую с периодом решетки:

$$\begin{aligned} \Psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) &= e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}); \\ u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) &= u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Это означает, что волновая функция электрона, движущегося в периодическом поле, представляет собой модулированную плоскую волну и состояние электрона определено по всему кристаллу. Функции вида (2.2) называют *блоховскими функциями*, описываемые ими электроны – *блоховскими электронами*, а вектор \mathbf{k} – *волновым вектором*. Он определяет состояние системы и, следовательно, является квантовым числом для рассматриваемой задачи.

При образовании кристалла каждый из атомарных уровней энергии будет расщепляться и смещаться вследствие эффекта Штарка, что приведет к образованию соответствующих полос или зон энергии. Расстояние между электронными состояниями мало, и для кристаллов обычных размеров можно считать, что волновой вектор как квантовое число изменяется квазинепрерывно. Следовательно, энергетические состояния электрона в поле, обладающем трансляционной симметрией (2.1), необходимо характеризовать семейством непрерывных функций $E_{n\mathbf{k}}$ [или $E_n(\mathbf{k})$]. Эти функции определяют *зонную структуру* кристалла. Совокупность всех электронных уровней, описываемых функцией $E_n(\mathbf{k})$ при заданном n , называют *энергетической зоной*.

Для полного описания всей совокупности энергетических состояний кристалла область значений \mathbf{k} достаточно ограничить одной элементарной ячейкой обратной решетки, т. е. ограничиться рассмотрением одной зоны Бриллюэна. Обычно зонную структуру изображают в виде зависимостей для различных характерных направлений \mathbf{k} . Эти направления совпадают с направлениями наивысшей симметрии в зоне Бриллюэна, на которые

приходятся экстремумы $E(\mathbf{k})$. Для полупроводников, кристаллизующихся в структуры алмаза и сфалерита, такими характерными направлениями являются $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. Все точки, лежащие на границе зоны Бриллюэна, принято обозначать прописными буквами латинского алфавита, а внутри зоны – прописными буквами греческого алфавита: точки (100) – X, (111) – L и (110) – K на границе зоны при $k = 2\pi/a$ и [100] – Δ , [111] – Λ и [110] – Σ внутри зоны. Центр зоны Бриллюэна, т. е. состояние $k = 0$, обозначают Γ .

Валентная зона и зона проводимости имеют сложное строение и состоят из нескольких подзон. Область энергий, в которой нет разрешенных электронных состояний при любом \mathbf{k} , составляет запрещенную зону. Разрешенные состояния, примыкающие к этой области, представляют наибольший интерес, так как именно в этих состояниях могут находиться свободные носители заряда, способные участвовать в процессах электропроводности (электроны вблизи абсолютного минимума зоны проводимости и дырки вблизи максимума валентной зоны). По этой причине зонную структуру кристаллов часто представляют в упрощенном виде (рис. 2.1). Энергетические зазоры, отсчитанные от потолка валентной зоны до одного из минимумов зоны проводимости, обозначают символом E_g с соответствующим индексом сверху. Ширина запрещенной зоны соответствует минимальному энергетическому зазору.

Полупроводники, у которых максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости расположены в одной и той же точке \mathbf{k} -пространства, называют *полупроводниками с прямой структурой зон* или *прямозонными*. Полупроводники, у которых максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости расположены в различных точках \mathbf{k} -пространства, называют *полупроводниками с непрямой структурой зон* или *непрямозонными*. К первым относятся GaAs, InSb, CdS и др., ко вторым – Ge, Si, GaP, SiC и др. Соответствующие энергетические зазоры называют прямыми (например, E_g^Γ для сфалеритов) и непрямыми (например, E_g^X или E_g^L).

У полупроводниковых кристаллов, кристаллизующихся в структуре алмаза или сфалерита, максимум валентной зоны располагается в точке Γ , а у зоны проводимости существуют экстремумы в точках Γ , X и L, и тип зонной структуры определяется их взаимным расположением. Такой полупроводник

будет прямозонным, если минимум зоны проводимости в точке Γ будет наименьшим (прямой зазор E_g^Γ будет наименьшим). У полупроводников A^4B^6 (например, у $PbTe$) наименьший минимум расположен в точке L , однако и этот материал будет прямозонным, поскольку максимум валентной зоны в этом случае также располагается в точке L и наименьший зазор E_g^L является прямым.

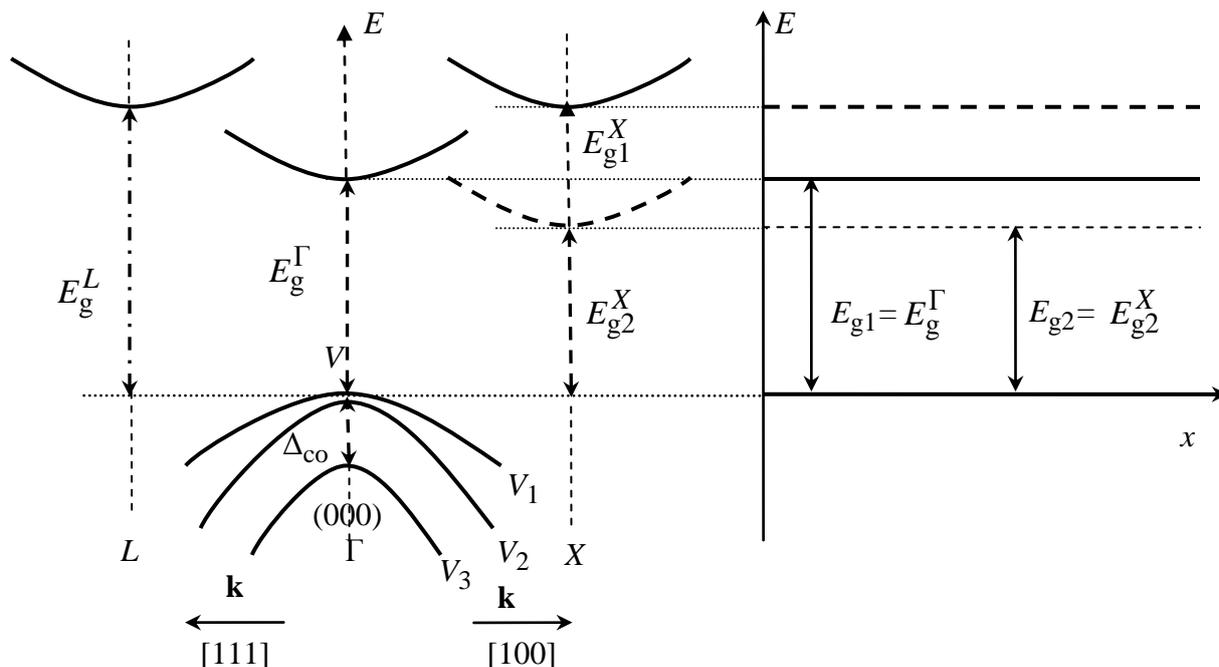


Рис. 2.1. Упрощенная энергетическая диаграмма, поясняющая отличие прямозонных и непрямозонных полупроводников

Важнейшее влияние на свойства полупроводников оказывают примеси и дефекты кристаллической решетки. Примесные состояния в кристаллах условно можно разделить на слабосвязанные («мелкие») и сильносвязанные («глубокие») состояния. Энергия связи мелкого центра существенно меньше ширины запрещенной зоны, а для глубокого она сравнима с шириной запрещенной зоны.

Примеси, свободные носители заряда, дефекты решетки искажают энергетический спектр идеального кристалла. Эти искажения проявляются не только в примесной, но и в собственной области спектра. В первую очередь они будут заметны вблизи пороговых значений энергий, т. е. вблизи экстремумов зон E_c и E_v . Случайное распределение ионизованных примесей в кристалле приводит к появлению в них флуктуирующих электрических

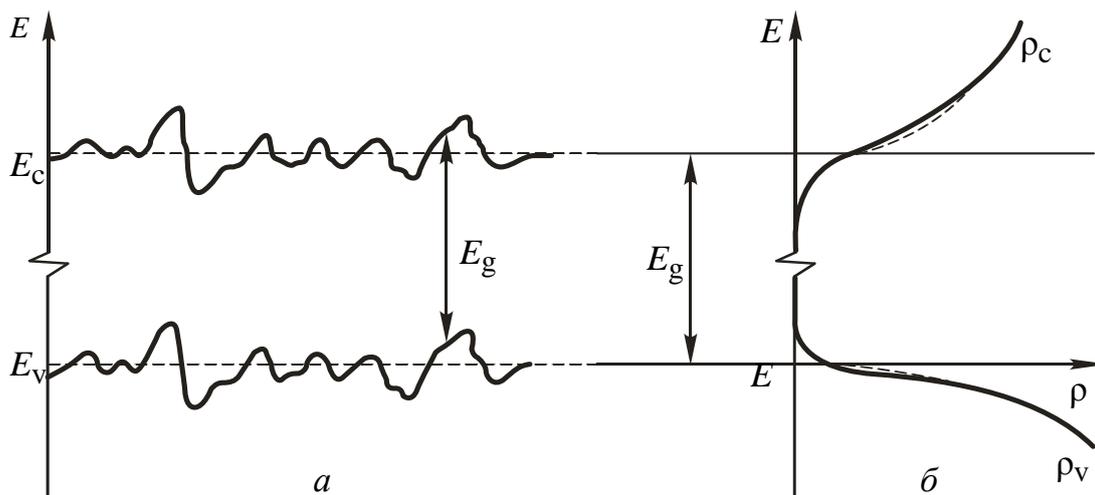


Рис. 2.2. Образование «хвостов» плотности состояний при сильном легировании полупроводников: *a* – границы зон, искривленных потенциалом флуктуации; *б* – «хвосты» плотности состояний

полей, которые вызывают флуктуационные искривления зон. Случайный характер этих флуктуаций приводит к появлению «хвостов» состояний, плотность которых экспоненциально убывает в глубь запрещенной зоны, как это схематически показано на рис. 2.2.

2.2. Свойства элементарных полупроводников

К элементарным полупроводникам относятся бор, алмаз, кремний, германий и др. Современная электроника базируется на использовании кремния. Он широко применяется при создании дискретных электронных приборов (диодов, транзисторов и т. д.) и является основой большинства микросхем. Технология выращивания кремния очень хорошо отработана, что позволяет получить относительно дешевый материал высокого качества. Вторым по использованию в электронике материалом является германий. Именно на основе германия была создана первая микросхема, представленная 12 сентября 1958 г. американским ученым и изобретателем Д. С. Килби. За изобретение и воплощение интегральной схемы Д. С. Килби была присуждена Нобелевская премия по физике за 2000 г. Остальные элементарные полупроводники в электронной промышленности почти не применяются.

Кремний и германий являются элементами IV группы Периодической системы Д. И. Менделеева и кристаллизуются в структуре алмаза. Основные свойства этих материалов приведены в табл. 2.1. К сожалению, Si и Ge обладают непрямой структурой энергетических зон, что делает неэффективным их использование в качестве излучателей. В то же время кремний является

базовым материалом для создания полупроводниковых фотоприемников. Ширина запрещенной зоны кремния (1,12 эВ) относительно велика, что позволяет создавать на его основе фотодиоды, чувствительные к оптическому излучению всего видимого диапазона, а также ближних областей инфракрасного и ультрафиолетового диапазонов. Кремний также является основным материалом, используемым для создания солнечных батарей.

Ширина запрещенной зоны германия значительно меньше (0,67 эВ), поэтому фотоприемники на его основе чувствительны к излучению инфракрасного диапазона. К сожалению, качественное детектирование ИК-излучения в большинстве случаев возможно только при сильном охлаждении приемника до температур жидкого азота (77 К) или даже жидкого гелия (4,2 К), что значительно увеличивает стоимость эксплуатации подобных детекторов.

Для создания структур с *p-n*-переходом необходимо легирование полупроводников. В кремнии и германии в качестве доноров в основном исполь-

Таблица 2.1

Свойства кремния и германия, важные для полупроводниковой оптоэлектроники

Физические свойства	Si	Ge
Период решетки a , Å	5,4307	5,6575
Температурный коэффициент линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6$, K ⁻¹	2,6	5,8
Температура плавления T , К	1687	937
Энергетические зазоры, эВ:		
– E_g^X	1,12	0,67
– E_g^Γ	4,1	–
Температурный коэффициент (ТК) для E_g , $\alpha \cdot 10^4$, эВ/К	–2,84	–3,9
Диэлектрическая проницаемость ϵ	11,9	16,0
Показатель преломления n (вблизи края поглощения)	3,44	4
Эффективная масса:		
– продольная для электронов $m_{n }$	0,98	1,64
– поперечная для электронов $m_{n\perp}$	0,19	0,082
– легких дырок m_{lp}	0,16	0,044
– тяжелых дырок m_{hp}	0,49	0,28
Подвижность, см ² /(В · с):		
– электронов μ_n	1500	3900
– дырок μ_p	480	1900
Удельная теплопроводность, Вт/(м · К)	150	60

зуют элементы V группы Периодической таблицы (фосфор, мышьяк), а в качестве акцепторов – элементы III группы (бор). Эти примеси создают мелкие уровни в запрещенной зоне с энергией ионизации 0,01...0,05 эВ. Добавление в кремний элементов других групп приводит к появлению глубоких состояний, что вызывает существенное снижение времени жизни неравновесных носителей заряда.

2.3. Свойства полупроводников A^3B^5

В оптоэлектронике наиболее широкое применение находят полупроводниковые соединения элементов III и V групп Периодической системы Д. И. Менделеева. Большинство полупроводников A^3B^5 кристаллизуются в кубическую структуру цинковой обманки (сфалерит). Исключение составляют полупроводниковые нитриды A^3N , для которых основной является гексогональная модификация (вюрцит).

В полупроводниках A^3B^5 наблюдается изменение их основных свойств (табл. 2.2–2.4) по мере изменения суммы атомных номеров элементов, составляющих данное соединение. С увеличением $\Sigma Z = Z_3 + Z_5$ происходит монотонное уменьшение энергетических зазоров (рис. 2.3). Скорость изменения

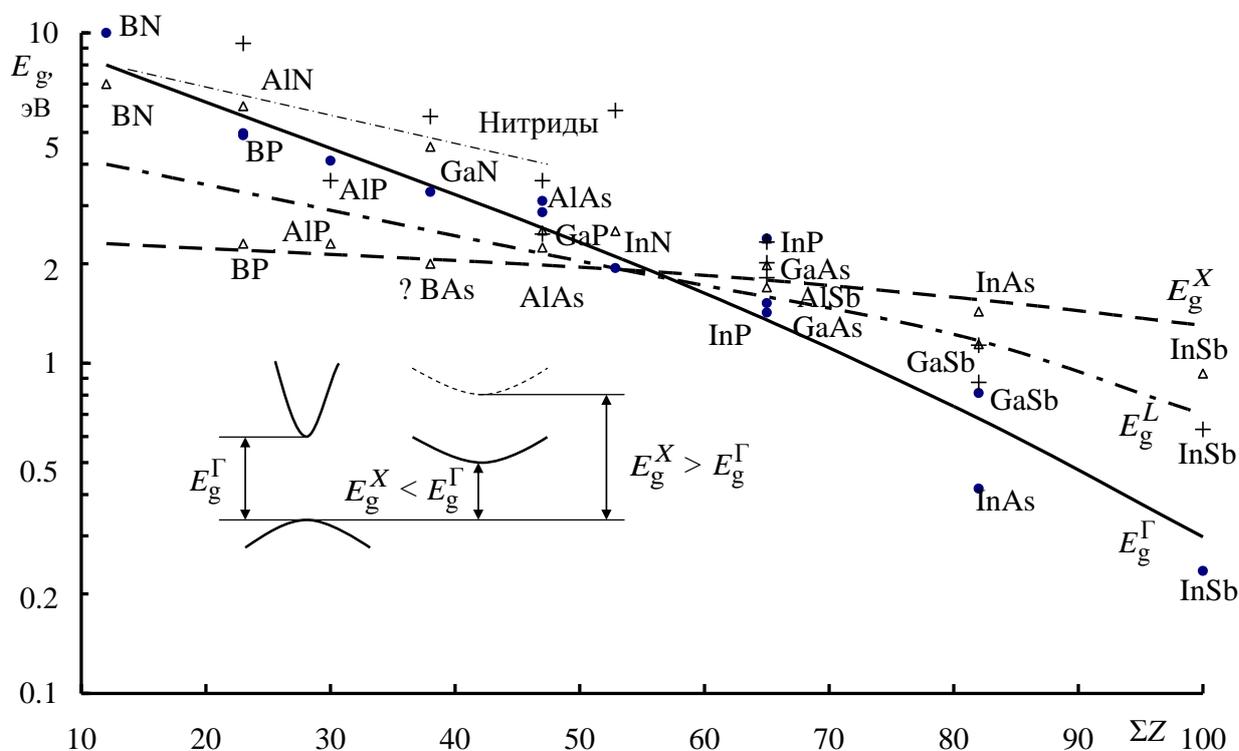


Рис. 2.3. Общие закономерности в изменении энергетических зазоров в полупроводниках A^3B^5

прямого энергетического зазора E_g^Γ заметно больше, чем непрямы E_g^X и E_g^L . Это приводит к тому, что соединения A^3B^5 с $\Sigma Z \geq 56$ обладают прямозонной структурой, а соединения с $\Sigma Z \leq 56$ – непрямозонной. Исключение составляют вюрцитная модификация нитридов, где несмотря на малое значение ΣZ сохраняется прямая структура зон.

Полупроводники A^3B^5 обладают сходной структурой валентной зоны. Она состоит из трех подзон (рис. 2.1): зоны тяжелых дырок V_1 , зоны легких дырок V_2 и зоны V_3 , отщепленной спин-орбитальным взаимодействием. Эффективные массы дырок при изменении \mathbf{k} меняются слабо.

Свойства эффективных масс электронов сильно отличаются для различных минимумов зоны проводимости. Эффективная масса в Γ -минимуме изотропна и монотонно возрастает с увеличением прямого энергетического зазора. Для непрямы X - и L -минимумов закон дисперсии анизотропен, что

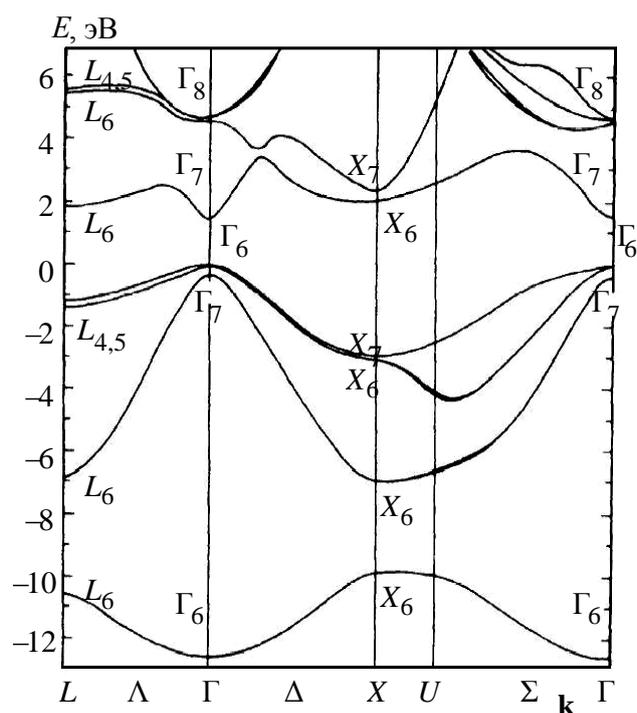


Рис. 2.4. Зонная структура арсенида галлия

учитывается введением продольной $m_{n\parallel}$ и поперечной $m_{n\perp}$ эффективных масс. Средняя эффективная масса проводимости для электронов, находящихся в этих минимумах, определяется соотношением

$$\frac{3}{m_n} = \frac{1}{m_{n\parallel}} + \frac{2}{m_{n\perp}}.$$

Наиболее используемым соединением A^3B^5 является арсенид галлия (табл. 2.2). На рис. 2.4 приведена его энергетическая диаграмма $E(\mathbf{k})$. Индексы у букв характеризуют симметрию состояния и означают неприводимые представления, к которым принадлежит волновая функция в данной точке зоны Бриллюэна. Видно, что наинизший минимум зоны проводимости расположен в точке Γ_6 , следовательно, материал является прямозонным. Это позволило создать на его основе первые полупроводниковые лазеры и СИД, которые были использованы в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) I поколения, а также в аппаратуре чтения и записи компакт-дисков (CD-Audio, CD-ROM и т. д.).

Таблица 2.2

Свойства полупроводниковых арсенидов и фосфидов

Физические свойства	GaAs	AlAs	InAs	GaP	AlP	InP
Период решетки a , Å	5,6532	5,6605	6,0584	5,4509	5,4636	5,8688
ТК линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6, K^{-1}$	6,4	5,2	5,3	5,9	4,2	4,6
Энергетические зазоры (0 К), эВ:						
– E_g^Γ	1,519	3,099	0,417	2,780	3,63	1,4236
– E_g^X	1,981	2,24	1,433	2,35	2,52	2,384 – $3,7 \cdot 10^{-4} T$
– E_g^L	1,815	2,46	1,133	2,72	3,57	2,014
ТК для E_g $\alpha \cdot 10^4$, эВ/К:						
– для E_g^Γ	–0,541	–0,885	–0,276	–0,65	–0,577	–0,363
– для E_g^X	–0,460	–0,70	–0,276	–0,577	–0,318	–
– для E_g^L	–0,605	–0,605	–0,276	–0,577	–0,318	–0,363
Спин-орбитальное расщепление Δ_{so}	0,341	0,28	0,39	0,08	0,07	0,108
Диэлектрическая проницаемость:						
– ϵ_0	13,1	10,1	14,6	11,1	9,9	12,4
– ϵ_∞	10,4	8,16	11,8	9,1	7,6	9,5
Показатель преломления n	3,65	3,5	3,52	3,45	3,0	3,45
Температура плавления T , К	1511	2043	1215	1740	2273	1343
Эффективная масса:						
– $m_n^{\tilde{A}}$	0,067	0,15	0,026	0,13	0,22	0,0795
– $m_{n\parallel}^L$	1,9	1,32	0,64	–	–	–
– $m_{n\perp}^L$	0,0754	0,15	0,05	–	–	–
– $m_{n\parallel}^X$	1,3	0,97	1,13	1,2	2,68	–
– $m_{n\perp}^X$	0,23	0,22	0,16	0,15	0,155	–
Подвижность, $cm^2/(V \cdot s)$:						
– электронов μ_n	9500	280	33000	190	80	4600
– дырок μ_p	450	–	460	120	30	150
Удельная теплопроводность, Вт/(м·К)	46	8	26	110	90	67
Модули упругости C_{ij} , ГПа:						
– C_{11}	1221	1250	832,9	1405	1330	1011
– C_{12}	566	534	452,6	620,3	630	561
– C_{44}	600	542	395,9	703,3	615	456

Еще одним важным преимуществом GaAs является большая подвижность носителей заряда по сравнению с Si, что позволяет создать приборы с повышенным быстродействием. Ограничивает повсеместное использование арсенида галлия достаточно высокая по сравнению с кремнием стоимость.

Выполнение жестких требований, предъявляемых к качеству структур современной оптоэлектроники, возможно только при использовании методов эпитаксиального наращивания слоев. Важное влияние на технологический процесс оказывает выбор подложки для роста, которая определяет кристаллическую структуру выращиваемых слоев и их дефектность. При создании отдельных эпитаксиальных слоев для большинства полупроводников A^3B^5 в качестве подложки можно использовать объемные кристаллы того же материала. Однако современные лазерные и светодиодные структуры могут содержать десятки слоев различного состава и выбор подложки, позволяющей достичь наилучшего качества, может стать непростой задачей. Отработанность технологии создания GaAs позволяет выращивать качественные и не слишком дорогие кристаллы, поэтому арсенид галлия является одной из лучших подложек для создания оптоэлектронных структур. Также могут использоваться подложки арсенида и фосфида индия, а для материалов, содержащих сурьму, – GaSb.

Важным фактором, определяющим качество многослойной структуры, является близость периода решетки материала подложки и выращиваемых слоев, поскольку сильное различие по указанному параметру приводит к возникновению на границах слоев упругих напряжений и значительному дефектообразованию. Для снижения количества дислокаций активные части структур отделяются от подложки буферными слоями, в том числе варизонными. Наилучшие характеристики приборов достигаются при использовании изо-периодных структур, в которых параметр решетки совпадает для всех слоев и равен периоду решетки подложки. Другими важными параметрами подложки являются тепловой коэффициент линейного расширения и теплопроводность, поскольку именно через подложку во многих случаях осуществляется теплоотвод из структуры, а перегрев и тепловые неоднородности становятся причиной сильных деформаций в кристалле.

Из полупроводников A^3B^5 наиболее близки по периоду решетки GaAs и AlAs, а также GaP и AlP. К сожалению, все эти материалы, кроме арсенида галлия, непрямозонны, а соединения алюминия к тому же нестабильны, поэтому использование их в чистом виде при создании излучателей малоэффективно. Более перспективно использование в быстродействующих излучательных приборах арсенида индия, обладающего очень высокой подвижностью и прямой структурой зон.

Таблица 2.3

Свойства полупроводниковых антимонидов

Физические свойства	GaSb	AlSb	InSb
Период решетки a , Å	6,0959	6,1355	6,4794
ТК линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6$, K ⁻¹	6,2	4,2	4,9
Энергетические зазоры, эВ:			
– E_g^Γ	0,812	2,386	0,235
– E_g^X	1,141	1,696	0,63
– E_g^L	0,875	2,329	0,93
ТК для энергетического зазора $\alpha \cdot 10^4$, эВ/К:			
– для E_g^Γ	0,417	0,42	0,32
– для E_g^X	0,475	0,39	–
– для E_g^L	0,597	0,58	–
Спин-орбитальное расщепление Δ_{co}	0,76	0,676	0,81
Диэлектрическая проницаемость:			
– ϵ_0	15,7	12,0	17,7
– ϵ_∞	14,4	10,2	15,7
Показатель преломления n	3,82	3,4	3,96
Температура плавления T , К	985	1338	2823
Эффективная масса:			
– $m_n^{\tilde{A}}$	0,039	0,14	0,0135
– $m_{n\parallel}^L$	1,3	1,64	–
– $m_{n\perp}^L$	0,10	0,23	–
– $m_{n\parallel}^X$	1,51	1,357	–
– $m_{n\perp}^X$	0,22	0,123	–
Подвижность, см ² /(В · с):			
– электронов μ_n	4000	200	78000
– дырок μ_p	1400	550	750
Удельная теплопроводность, Вт/(м · К)	35	56	18
Модули упругости C_{ij} , ГПа:			
– C_{11}	884,2	876,9	684,7
– C_{12}	402,6	434,1	373,5
– C_{44}	432,2	407,6	311,1

В последние годы стала активно развиваться технология создания структур на основе полупроводниковых антимонидов (табл. 2.3). Эти материалы обладают относительно малой шириной запрещенной зоны, что позволяет использовать их для создания излучателей и фотоприемников, работающих в диапазоне 2...5 мкм. Кроме того, антимонид индия обладает рекордной подвижностью носителей заряда – $78\,000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Особняком по своим свойствам среди соединений A^3B^5 стоят нитриды галлия, индия и алюминия (табл. 2.4). Эти материалы проявляют свойства политипизма и могут кристаллизоваться не только в структуре сфалерита, но и вюрцита, причем гексагональная модификация является основной. Обе структуры координированы тетраэдрическим способом и поэтому близки друг другу – в обоих случаях атом каждого сорта (A^3 или азота) координирован с четырьмя атомами другого сорта. Нитриды являются прямозонными полупроводниками, что позволяет использовать их как материалы для источников света. Существенным отличием зонной структуры нитридов от GaAs является отсутствие вырождения в валентной зоне.

К сожалению, серьезные технологические сложности до сих пор не позволили создать объемные кристаллы нитридов достаточного размера. Методы выращивания путем кристаллизации из расплавов (метод Чохральского) для A^3N малоприменимы из-за очень высоких температур плавления и соответствующих им давлений азота. В настоящее время достигнуты некоторые успехи в выращивании квазиподложек GaN (толстых слоев GaN, созданных ГФЭ на подложках сапфира и отделенных от носителя), а также сублимационных подложек AlN, однако их применение крайне ограничено из-за малого размера (менее 1') и высокой стоимости. Поэтому в качестве подложек для выращивания нитридов приходится использовать чужеродные материалы: сапфир (Al_2O_3), карбид кремния (SiC), шпинель ($MgAl_2O_4$) и кремний (Si).

Наиболее массовое применение в настоящее время находят подложки сапфира и SiC. Карбид кремния политипа бН имеет лучшее согласование по параметрам с гексагональным GaN и хорошую теплопроводность. Однако из-за высокой стоимости SiC чаще применяются подложки из сапфира с ростовой *c*-плоскостью (0001), несмотря на их существенные недостатки. Несовпадение параметров решеток GaN и (0001) Al_2O_3 составляет 13.9 %, а температурных коэффициентов расширения – 25 %. Кроме того, сапфир обладает плохой теплопроводностью, что приводит к необходимости проведения дополнительных операций утоньшения подложки до толщин 10...30 мкм.

Таблица 2.4

Свойства полупроводниковых нитридов

Физические свойства	Структура					
	Сфалерит			Вюрцит		
	GaN	AlN	InN	GaN	AlN	InN
Период решетки, Å:						
– a	4,5	4,38	4,98	3,189	3,112	3,545
– c	–	–	–	5,185	4,982	5,703
ТК линейного расширения, K ⁻¹ :						
– a_l	–	–	–	5,6	4,2	4
– c_l	–	–	–	3,17	5,3	3
Температура плавления T , К	–	–	–	1973	2673	1373
Энергетические зазоры, эВ:						
– E_g^Γ	3,299	4,9	1,94	3,507	6,23	~ 0,7
– E_g^X	4,52	6,0	2,51	–	–	–
– E_g^L	5,59	9,3	5,82	–	–	–
ТК для $E_g \propto 10^4$, эВ/К:						
– для E_g^Γ	0,593	0,593	0,245	0,909	1,799	0,245
– для E_g^X	0,593	0,593	0,245	–	–	–
– для E_g^L	0,593	0,593	0,245	–	–	–
Спин-орбитальное расщепление Δ_{co}	0,017	0,019	0,006	0,014	0,019	0,001
Диэлектрическая проницаемость:						
– ϵ_0	–	–	–	9,0	8,5	15,0
– ϵ_∞	–	–	–	5,35	4,8	8,4
Показатель преломления n	–	–	–	2,3	2,2	2,9
Эффективная масса:						
– $m_n^{\tilde{A}}$	0,15	0,25	0,12	–	–	–
– $m_{n\parallel}^L$	–	–	–	–	–	–
– $m_{n\perp}^L$	–	–	–	–	–	–
– $m_{n\parallel}^X$	0,5	0,53	0,48	–	–	–
– $m_{n\perp}^X$	0,3	0,31	0,27	–	–	–
Подвижность, см ² /(В · с):						
– электронов μ_n	–	–	–	440	80	50
– дырок μ_p	–	–	–	30	14	–

Физические свойства	Структура					
	Сфалерит			Вюрцит		
	GaN	AlN	InN	GaN	AlN	InN
Удельная теплопроводность, Вт/(м·К)	–	–	–	130	200	80
Модули упругости C_{ij} , ГПа:						
– C_{11}	293	304	187	390	396	223
– C_{12}	159	160	125	145	137	115
– C_{44}	155	193	86	105	116	48
– C_{13}	–	–	–	106	108	92
– C_{33}	–	–	–	398	373	224

Сильное рассогласование решеток приводит к трехмерному островковому росту и получению пленок, состоящих из мозаичных колончатых зерен размером от нескольких сотен ангстрем до нескольких микрометров с большим количеством граничных дислокаций. Сформированная пленка GaN на сапфире в среднем имеет плотность дислокаций 10^{10} см⁻², в слое GaN на 6H-SiC – 10^8 см⁻². Для получения слоев, пригодных для приборных приложений, необходимо исключить разрастание колончатых островков и вторичный рост зерен, для чего используется ряд технологических приемов, в том числе поверхностное азотирование сапфира и использование буферных слоев AlN. Применение этих приемов позволяет уменьшить плотность дислокаций в слое GaN почти на два порядка.

Подложки на основе шпинели имеют довольно ограниченное применение для роста кристаллов оптической микроэлектроники из-за низкой технологичности материала. Более перспективны подложки кремния с ориентацией поверхности (111), которые оказались пригодны для роста гексагональных слоев нитридов. Хотя кремний значительно различается в основных параметрах с GaN, возможность роста нитридных кристаллов на нем чрезвычайно интересна с производственной точки зрения. Массово Si-подложки пока не используются вследствие сложности технологий роста релаксированных пленок и температурных обработок на последующих этапах (формирование омических контактов, травление).

Очень серьезные технологические проблемы возникают при попытках создания качественных слоев InN, поэтому многие его параметры определены недостаточно точно. В частности, до сих пор ведется дискуссия об истинном значении ширины запрещенной зоны InN, которая скорее всего составляет не 1,9 эВ, как считалось ранее, а всего 0,7 эВ.

Создание нужного типа электропроводности в большинстве полупроводников A^3B^5 не является слишком сложной задачей, за исключением нитридов. Нитрид галлия без дополнительного легирования проявляет электропроводность n -типа, что приводит к трудностям при создании p – n -переходов.

Примеси замещают атомы в кристаллической матрице полупроводников A^3B^5 таким образом, чтобы не возникало центров с большим избыточным зарядом. Поэтому примеси элементов II группы (Be, Mg, Zn и Cd), замещают металл A^3 и являются акцепторами. Существенный прогресс в технологии нитридных излучателей во многом обусловлен успехами в разработке методики получения слоев GaN p -типа при его легировании магнием.

Элементы VI группы (S, Se, Te) всегда замещают неметалл B^5 и проявляют донорные свойства. В отличие от них атомы IV группы (C, Si) могут замещать как элементы A^3 , так и B^5 , проявляя донорные или акцепторные свойства соответственно. Замещение должно сопровождаться наименьшей деформацией кристаллической решетки.

Весьма интересно поведение элементов III и V групп Периодической системы. Они замещают, соответственно, атомы A^3 и B^5 и являются нейтральными центрами, не изменяя тип электропроводности. Однако они создают глубокие уровни в запрещенной зоне, переходы на которые могут быть использованы для создания излучателей. Так, легирование непрямозонного фосфида галлия азотом создает в запрещенной зоне уровень изоэлектронной ловушки, что позволило разработать на основе GaP:N первый эффективный светодиод, излучающий в зеленом диапазоне спектра при комнатной температуре. Другим примером изоэлектронной ловушки может служить в целом нейтральный комплекс Zn–O в GaP.

Элементы переходной группы (Fe, Co, Ni и т. п.) образуют в A^3B^5 глубоколежащие энергетические уровни акцепторного типа и являются эффективными рекомбинационными ловушками. Это может использоваться для получения кристаллов с высоким удельным сопротивлением (до 10^7 Ом · м) – полуизолирующих кристаллов.

2.4. Свойства полупроводников A^2B^6

Основные свойства полупроводников A^2B^6 приведены в табл. 2.5–2.7. Большинство A^2B^6 обладают прямой структурой энергетических зон. Кроме того, ширина запрещенной зоны почти всех таких материалов (за исключе-

нием некоторых соединений ртути) достаточно велика, что позволяет использовать их как перспективную альтернативу полупроводниковым нитридам при создании коротковолновых лазеров. Особенно интересными являются структуры, излучающие в зеленой области спектра, поскольку создание нитридных ИПЛ для этой области спектра в настоящее время затруднительно в силу ряда нерешенных технологических проблем.

Таблица 2.5

Свойства соединений A^2B^6 , кристаллизующихся в структуре вюрцита

Физические свойства	ZnS	CdS	CdSe	BeO	ZnO
Период решетки, Å:					
– a	3,822	4,136	4,299	2,69	3,253
– c	6,260	6,714	7,011	4,39	5,213
ТК линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6, K^{-1}$	6,2	5,4	4,3	5,2	5,4
Температура плавления T, K	2013	2023	1537	2823	2573
Ширина запрещенной зоны $E_g, эВ$	3,74	2,48	1,75	6,0	3,43
ТК для $E_g \quad \alpha \cdot 10^4, эВ/К$	–3,8	–5,0	–3,9	–3,9	–3,9
Диэлектрическая проницаемость:					
– ϵ_0	9,6	8,8	9,7	–	8,75
– ϵ_∞	5,4	5,3	6,2	–	3,75
Показатель преломления n	2,4	2,5	–	1,71	1,96
Эффективная масса:					
– для электронов m_n	0,28	0,21	–	–	–
– для дырок $\parallel c \quad m_{p\parallel}$	1,4	5	–	–	–
– для дырок $\perp c \quad m_{p\perp}$	0,49	0,7	–	–	–
Подвижность, $см^2/(В \cdot с)$:					
– электронов μ_n	140	300	900	–	200
– дырок μ_p	100	50	50	–	180
Удельная теплопроводность, Вт/(м·К)	16	20	4,5	300	30
Модули упругости $C_{ij}, ГПа$:					
– C_{11}	123,4	83,1	74,9	–	–
– C_{12}	58,5	50,4	46,1	–	–
– C_{44}	32,5	15,33	13,15	–	–
– C_{13}	45,5	46,2	39,26	–	–
– C_{33}	28,9	94,8	84,51	–	–
– C_{66}	139,6	16,3	14,41	–	–

Таблица 2.6

Свойства соединений A^2B^6 , кристаллизующихся в структуре сфалерита

Физические свойства	ZnS	ZnSe	ZnTe	CdTe	HgS	HgSe	HgTe
Период решетки a , Å	5,4102	5,687	6,1033	6,4834	5,850	6,084	6,463
ТК линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6$, K^{-1}	6,14	7,14	8,3	6,2	20	1,8	6,8
Температура плавления T , К	1293 (фазовый переход)	1793	1568	1371	1753	1063	943
Ширина запрещенной зоны E_g , эВ	3,68	2,7	2,28	1,51	2,0	0,6	0,15
ТК для E_g $\alpha \cdot 10^4$, эВ/К	-5,2	-7,2	-4,1	-4,1	-	-	5,0
Диэлектрическая проницаемость:							
– ϵ_0	8,3	8,1	9,67	10,2	31,0	26,0	48,0
– ϵ_∞	5,4	5,4	7,28	7,1	-	-	-
Показатель преломления n	2,4	2,89	-	-	-	-	3,8
Эффективная масса:							
– для электронов m_n	0,34	0,17	-	-	-	-	-
– для дырок $\parallel c$ $m_{p\parallel}$	1,76	0,7	-	-	-	-	-
– для дырок $\perp c$ $m_{p\perp}$	0,23	-	-	-	-	-	-
Подвижность, $cm^2/(V \cdot s)$:							
– электронов μ_n	280	600	530	1200	700	20 000	25 000
– дырок μ_p	-	28	30	60	-	-	200
Удельная теплопроводность, Вт/(м · К)	16	19	20	6,5	-	2,0	2,2
Модули упругости C_{ij} , ГПа:							
– C_{11}	98,1	90,0	-	-	-	-	-
– C_{12}	62,7	53,4	-	-	-	-	-
– C_{44}	44,8	39,6	-	-	-	-	-

Для большинства соединений A^2B^6 характерно явление политипизма, при этом селенид и теллурид цинка обычно кристаллизуются в кубической структуре (сфалерит), а для сульфида и селенида кадмия основной является гексагональная модификация (вюрцит). В структуре вюрцита также кристаллизуются полупроводниковые оксиды бериллия и цинка.

У A^2B^6 , так же как и у соединений A^3B^5 , наблюдается тенденция к уменьшению ширины запрещенной зоны с увеличением средней атомной массы соединения. Особняком в этом ряду стоят халькогениды щелочно-земельных металлов – магния и бериллия (табл. 2.7). Эти соединения со структурой сфалерит не получены в чистом виде и свойства их мало изучены, а приводимые значения параметров носят оценочный характер. В основном эти соединения представляют интерес как компоненты твердых растворов, используемых при формировании гетероструктур.

Таблица 2.7

Основные свойства халькогенидов магния и бериллия (при $T = 300$ К)

Соединение	Период решетки, нм	E_g^{Γ} , эВ	E_g^L , эВ
MgS	0,5620	4,50	–
MgSe	0,5890	3,60	–
BeS	0,4865	6,10	4,17
BeSe	0,5139	4,73	3,61
BeTe	0,5625	1,45	2,89

Достаточно сложным характером отличается поведение примесей в полупроводниках A^2B^6 . Примесные атомы элементов первой группы, замещая цинк или кадмий, проявляют свойства акцепторов с образованием глубоких энергетических уровней в запрещенной зоне. Атомы элементов третьей группы, также замещающие катионы, ведут себя как мелкие донорные уровни. Соответственно, акцепторные и донорные свойства проявляют элементы пятой и седьмой групп Периодической системы, замещающие в кристаллической решетке атомы халькогенов.

Несмотря на прямую структуру зон и другие положительные качества соединений A^2B^6 , их применение в ППОЭП до сих пор остается довольно ограниченным. Причиной этого является ряд нерешенных технологических проблем, важнейшая из которых – трудность инверсии типа электропроводности. Большинство полупроводников A^2B^6 проявляют тенденцию к униполярности, что объясняют самокомпенсацией легирующих примесей собст-

венными точечными дефектами структуры, концентрация которых сильно зависит от температуры. Благодаря значительной доле ионной связи нестехиометрические дефекты оказываются заряженными и проявляют электрическую активность. В частности, вакансии анионов и катионы в междоузлиях создают донорные уровни в запрещенной зоне, а катионные вакансии и халькогены в междоузлиях ведут себя подобно акцепторам.

Для создания ППОЭП наиболее перспективным соединением A^2B^6 является селенид цинка. Кубический ZnSe хорошо согласуется по периоду решетки со стандартной подложкой GaAs и, кроме того, в нем достигнут наиболее существенный прогресс в управлении типом и концентрацией носителей заряда. Промышленные подложки ZnSe не получили широкого применения из-за большей степени дефектности по сравнению с подложками GaAs, которые к тому же дешевле. Наиболее высококачественные слои ZnSe получают на подложках GaAs (100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Использование источников особой чистоты в сочетании с глубоким вакуумом позволило снизить остаточную концентрацию электронов в нелегированных пленках селенида цинка до уровня 10^{14} см^{-3} . Это обстоятельство явилось одной из предпосылок успешного решения проблемы по инверсии типа электропроводности халькогенидных слоев.

Типичным акцептором в ZnSe является литий, у которого ионный радиус близок к ионному радиусу цинка. Легирование литием в процессе МПЭ позволяет получать *p*-ZnSe с концентрацией дырок до 10^{17} см^{-3} . Однако более надежные результаты по обращению селенида цинка в *p*-тип удается получать при легировании азотом с применением плазменных источников (до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Успехи в легировании азотом позволили сформировать высококачественные *p-n*-структуры и на их основе изготовить инжекционные лазеры, излучающие в зеленой области спектра.

2.5. Свойства полупроводников A^4B^6

Для создания полупроводниковых оптоэлектронных приборов наиболее важными соединениями A^4B^6 являются халькогениды свинца PbX (X = S, Se, Te). Все PbX кристаллизуются в структуре NaCl, пространственная группа $Fm\bar{3}m-O_h^5$ (табл. 2.8). Наименьший энергетический зазор (ширина запрещенной зоны E_g) находится в точке *L*, т. е. PbX являются прямозонными полупроводниками.

Свойства соединений A^4B^6

Физические свойства	PbS	PbSe	PbTe	SnTe
Период решетки a , Å	5,936	6,124	6,462	6,303
ТК линейного расширения $\alpha_l \cdot 10^6$, K ⁻¹	19,4	19,4	19,8	21
Температура плавления T , К	1351	1338	1193	1078
Ширина запрещенной зоны E_g , эВ	0,41	0,28	0,32	0,18
ТК для E_g $\alpha \cdot 10^4$, эВ/К	4	4	4	–
Диэлектрическая проницаемость:				
– ϵ_0	180	227	428	1700
– ϵ_∞	20	24	35	45
Показатель преломления n	4,1	4,6	5,3	–
Эффективная масса ($T = 4,2$ К):				
– $m_{n\parallel}$	0,105	0,07	0,24	–
– $m_{n\perp}$	0,080	0,04	0,024	–
– $m_{p\parallel}$	0,105	0,068	0,31	–
– $m_{p\perp}$	0,075	0,034	0,022	–
Подвижность, см ² /(В · с):				
– электронов μ_n	600	1200	1800	–
– дырок μ_p	700	1000	900	400
Удельная теплопроводность, Вт/(м · К)	144	94	115	–
Модули упругости C_{ij} , ГПа:				
– C_{11}	127	124	108	–
– C_{12}	29,8	14,5	7,7	–
– C_{44}	24,8	15,9	13,4	–

При повышении давления или температуры значение ширины запрещенной зоны в PbX изменяется аномально по сравнению с другими полупроводниками ($\partial E_g / \partial P < 0$, $\partial E_g / \partial T > 0$). Важно, что в халькогенидах олова изменение E_g с температурой T совпадает по абсолютному значению, но противоположно по знаку ($\partial E_g / \partial T \approx -3,4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К).

Собственные точечные дефекты в халькогенидах являются электрически активными. При избытке металлического компонента халькогениды свинца – полупроводники n -типа, при недостатке – p -типа. При этом вариация концентрации носителей заряда может достигать значения 10^{18} см⁻³ и более для

обоих типов проводимости. Собственные дефекты оказывают существенное влияние на распределение примесей, и в целом могут быть даны характеристики их поведения только на качественном уровне.

Свойства легирующих примесей для PbTe приведены в табл. 2.9. При замещении свинца примеси I группы проявляют акцепторные свойства, при

Таблица 2.9

Свойства легирующих примесей в PbTe

Примесь	Позиция в кристаллической решетке (Me/Te)	Тип примеси	Максимальная концентрация носителей заряда, см ⁻³	Условия насыщающего отжига	
				t, °C	Граница области гомогенности
Na	Me	Акцептор	$p = 2,5 \cdot 10^{20}$	924	Расплав
Cu	Me	Акцептор	$p = 2,0 \cdot 10^{16}$	800	Te
	Междоузлие	Донор	$n = 2,0 \cdot 10^{19}$	500...800	Pb
Ag	Me	Акцептор	$p = 3,0 \cdot 10^{19}$ $p = 1,0 \cdot 10^{19}$	800 350	Te
	Междоузлие	Донор	$n = 7,0 \cdot 10^{18}$ $n = 6,0 \cdot 10^{18}$	800 500	Pb
Cd	Me	Донор	$n = 1,2 \cdot 10^{18}$	400	Te
In	Me	Донор	$n = 7,0 \cdot 10^{18}$	800, 500	Pb
	Me	Донор	$n = (0,2...5,0)10^{18}$	800, 350	Te
Tl	Me	Акцептор	$p = (1,0...2,0)10^{16}$	350...800	Pb
	Me	Акцептор	$p = (1,0...2,0)10^{16}$	350...800	Te
As	Te	Акцептор	$p = 6,0 \cdot 10^{18}$ $p = 7,0 \cdot 10^{18}$	800 500	Pb
	Me	Донор	$n = (0,7...2,0)10^{17}$	800	Te
Sb	Te	Акцептор	$p = (2,0...7,0)10^{17}$ $p = 1,0 \cdot 10^{16}$	800 500	Pb Pb
	Me	Донор	$n = 3,0 \cdot 10^{18}$ $n = 1,0 \cdot 10^{18}$	800 350	Te Te
Bi	Me	Донор	$n = 2,0 \cdot 10^{19}$	800,500	Pb
	Me	Донор	$n = 3,0 \cdot 10^{18}$	350	Te
Cl, Br	Te	Донор	$n = 3,0 \cdot 10^{19}$	924	Расплав
Нелегированный PbTe			$n = 2,0 \cdot 10^{18}$	800	Pb
			$n = 2,0 \cdot 10^{17}$	500	Pb
			$p = 6,0 \cdot 10^{18}$	800	Te
			$p = 1,0 \cdot 10^{18}$	350	Te

междуузельном внедрении – донорные. Элементы V группы – доноры в узлах халькогена и акцепторы в узлах металла. Элементы IV и VI групп изовалентные, примеси VII группы – доноры. На качественном уровне могут быть обобщены для всех PbX. При изготовлении лазерных структур на основе PbX методом молекулярно-пучковой эпитаксии, как правило, в качестве донорной примеси выбирают Bi, а в качестве акцепторной – Tl (из-за независимости их легирующих свойств от концентрации собственных дефектов).

2.6. Твердые растворы и приближение виртуального кристалла

Значения основных параметров элементарных полупроводников и полупроводниковых соединений фиксированы, что существенно усложняет создание приборов с требуемыми свойствами. Это привело к широкому использованию при выращивании оптоэлектронных структур твердых растворов замещения. Принципиально важной особенностью таких растворов является возможность путем изменения их состава плавно и в широких пределах регулировать основные параметры материала (период решетки, ширину запрещенной зоны, показатель преломления и т. д.). Это позволяет получать материал с точно заданным набором основных характеристик, что особенно важно при создании ППОЭП.

Под идеальным твердым раствором замещения понимают кристалл с идеальной решеткой, по соответствующим узлам которой статистически независимо распределены различные атомы образующих его компонентов. В основном используются *изовалентные* твердые растворы замещения, в которых замещаемый и замещающий атомы находятся в одном столбце Периодической таблицы, а компоненты твердого раствора принадлежат к одной группе соединений. Типичными примерами являются твердые растворы между соединениями A^3B^5 , между соединениями A^2B^6 и др. Гетеровалентные растворы для создания качественных ППОЭП малоприменимы.

Период идентичности идеального твердого раствора замещения A_xB_{1-x} , образованного соединениями A и B, линейно изменяется от a_A к a_B (закон Вегарда). Каждый из составляющих его атомов располагается в своем узле решетки и трансляционная симметрия в геометрии решетки сохраняется. Но статистически независимое распределение компонентов (или атомов) A и B в твердом растворе приводит к нарушению трансляционной симметрии в его потенциальной энергии, что можно рассматривать как малое возмуще-

ние. В первом приближении, называемом приближением виртуального кристалла, этим возмущением пренебрегают и твердый раствор A_xB_{1-x} рассматривают как идеальный кристалл с параметрами решетки $a(x)$, вытекающими из закона Вегарда. В узлах этого кристалла помещают фиктивные псевдоатомы с псевдопотенциалом, равным среднему потенциалу для отдельных атомов А и В с весовыми множителями x и $(1-x)$ соответственно. В этом приближении правомерно пользоваться теми же понятиями зонной теории, что и для идеального кристалла. Непрерывный ряд твердых растворов образуется, как правило, между соединениями, постоянные решеток которых различаются не более чем на 7–8 %. Чем меньше разница $\Delta a/a$, тем ближе твердый раствор к идеальному.

Кроме постоянной решетки линейно изменяется с составом и температурный коэффициент линейного расширения α_l , но зависимость параметров зонной структуры от x отклоняется от линейности. Поскольку валентная зона в большинстве твердых растворов имеет сходную структуру, основные изменения в энергетическом спектре их твердых растворов определяются различием в структуре зоны проводимости составляющих компонентов. Наиболее важным здесь является характер изменения соответствующих энергетических зазоров E_g^Γ , E_g^X и E_g^L в зависимости от состава твердого раствора. Эти зависимости для заданной точки зоны Бриллюэна могут быть представлены квадратичной функцией состава x

$$E_g(x) = E_g(0) + [E_g(1) - E_g(0)]x - cx(1-x). \quad (2.3)$$

Коэффициент нелинейности c положительный и тем больше, чем больше отличаются по своим свойствам атомы замещаемых и замещающих компонентов. Если при изменении состава x не происходит смены абсолютного минимума зоны проводимости, то характер зонной структуры не меняется. Например, твердые растворы $Ga_xIn_{1-x}As$ и $InAs_xSb_{1-x}$ во всем диапазоне изменения $0 \leq x \leq 1$ обладают прямой структурой энергетических зон. Если при изменении состава происходит смена абсолютного минимума зоны проводимости, то в зависимости $E_g(x)$ наблюдается излом.

Кроме трехкомпонентных систем большое значение для оптоэлектроники имеют четырехкомпонентные твердые растворы типа $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$, типичным представителем которых является арсенид-фосфид галлия-индия: $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$. Одновременное замещение двух компонентов приводит к

появлению дополнительной степени свободы и к возможности в определенных пределах независимо управлять шириной запрещенной зоны и периодом кристаллической решетки такого материала. Это обстоятельство является исключительно важным для создания гетероструктур с идеальной контактной границей. Появляется возможность создавать так называемый *изопериодный* (называемый также *изорешеточный*) ряд твердых растворов, где подбором соотношений x и y обеспечивается изменение ширины запрещенной зоны при постоянстве периода идентичности кристаллической решетки.

В качестве исходных компонентов твердого раствора $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ можно рассматривать четыре бинарных соединения: 1 – AC; 2 – BC; 3 – AD и 4 – BD. При выполнении закона период кристаллической решетки аддитивно зависит от молярной концентрации каждого из компонентов в твердом растворе:

$$a(\delta, y) = \delta\delta a_1 + (1 - \delta)\delta a_2 + \delta(1 - \delta)a_3 + (1 - \delta)(1 - \delta)a_4, \quad (2.4)$$

где $a_1 - a_4$ – периоды решеток соответствующих бинарных соединений.

Изменение энергетических зазоров с составом четырехкомпонентных твердых растворов следует тем же закономерностям, что и трехкомпонентных типа $A_xB_{1-x}C$. Зависимости $E_g(x, y)$ для каждой из точек зоны Бриллюэна могут быть определены, если известны данные по составляющим твердый раствор бинарным и тройным системам:

$$E(\delta, y) = E_4 + (E_3 - E_4)\delta + (E_2 - E_4)\delta + (E_1 + E_4 - E_2 - E_3)\delta\delta - \\ - [c_{24} + (c_{13} - c_{24})\delta]\delta(1 - \delta) - [c_{34} + (c_{12} - c_{34})\delta]\delta(1 - \delta), \quad (2.5)$$

где E_n – энергетический зазор в заданной точке зоны Бриллюэна бинарного соединения; c_{mn} – коэффициенты нелинейности для трехкомпонентного твердого раствора, образованного бинарными соединениями m и n .

В твердом растворе $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ изменение атомов происходит сразу в двух подрешетках – и в анионной, и в катионной. Однако возможны твердые растворы, в которых такое изменение наблюдается только в одной подрешетке. В случае замены только атомов металлов образуется твердый раствор $A_xB_yC_{1-x-y}D$, с использованием только трех бинарных соединений: 1 – AD; 2 – BD; 3 – CD, с весовыми множителями x , y и $(1-x-y)$ соответственно. Весовые множители можно ввести также несколько иначе и в этом случае твердый раствор следует обозначать как $[A_xB_{1-x}]_yC_{1-y}D$. Типичным представителем такого твердого раствора является $[Al_xGa_{1-x}]_yIn_{1-y}P$.

В случае замены в неметаллической подсистеме образуется твердый раствор $AB_xC_yD_{1-x-y}$, образуемый компонентами: 1 – АВ; 2 – АС; 3 – АД.

Период кристаллической решетки для твердого раствора с заменой в одной подрешетке также изменяется линейно:

$$a(\tilde{o}, y) = \tilde{o}a_1 + \acute{o}a_2 + (1 - \tilde{o} - \acute{o})a_3, \quad (2.6)$$

а энергетические зазоры – по закону

$$E(\tilde{o}, y) = xE_1 + yE_2 + (1 - x - \acute{o})E_3 - c_{12}xy - c_{13}x(1 - x - \acute{o}) - c_{23}y(1 - x - \acute{o}). \quad (2.7)$$

Примесные состояния в твердых растворах испытывают действие флуктуирующего потенциала. Величина этого воздействия существенно зависит от радиуса локализации примесного состояния. Для мелких состояний, боровский радиус которых превышает несколько десятков постоянных решетки a , проявляется хорошее усреднение в пределах десятков и сотен тысяч элементарных ячеек кристалла. Для таких состояний приближение виртуального кристалла справедливо и дает хорошие результаты.

2.7. Твердые растворы соединений A^3B^5

Для оптоэлектроники наиболее важны твердые растворы полупроводников группы A^3B^5 . Их образование возможно при замещении как в анионной, так и в катионной подрешетках или в обеих подрешетках одновременно. Среди них могут быть трехкомпонентные (например, $Al_xGa_{1-x}As$; $Ga_xIn_{1-x}As$; $GaAs_{1-x}P_x$), четырехкомпонентные ($Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$; $[Al_xGa_{1-x}]_yIn_{1-y}P$) и более сложные системы. На рис. 2.5 приведена диаграмма значений ширины запрещенной зоны и периоды идентичности для бинарных полупроводников A^3B^5 и их твердых растворов.

Из трехкомпонентных растворов наиболее близки к идеальным системы типа GaAs–AlAs ($Al_xGa_{1-x}As$), поскольку ковалентные радиусы атомов Al и Ga отличаются менее чем на 0,5 %, а их электроотрицательности близки. Однако следует учитывать, что арсенид галлия является прямозонным материалом, а арсенид алюминия непрямозонным. Это означает, что при образовании твердого раствора составы, близкие к GaAs, будут обладать прямой структурой зон (сплошная линия), а к AlAs – не прямой (пунктир), поскольку ширина запрещенной зоны полупроводника всегда определяется минимальным энергетическим зазором.

Таким образом, необходимо рассматривать изменение с составом каждого энергетического зазора по отдельности. На рис. 2.6 показаны зависимости прямого зазора для твердых растворов на основе полупроводников A^3B^5 , кристаллизующихся в системе сфалерит. Видно, что существуют сильные

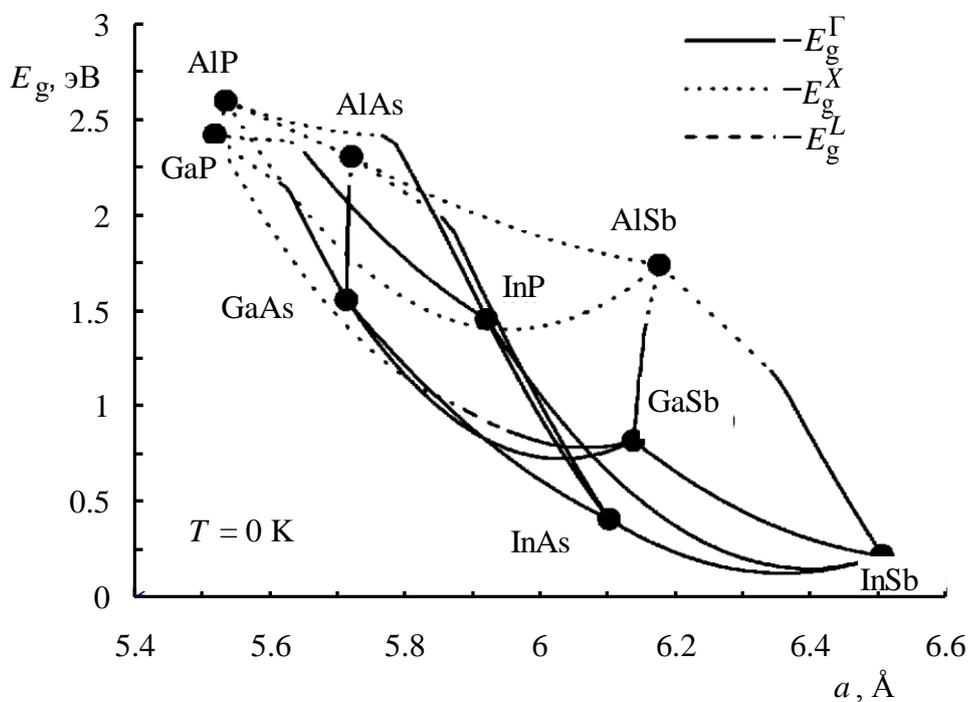


Рис. 2.5. Изменение ширины запрещенной зоны для некоторых твердых растворов полупроводников группы A^3B^5

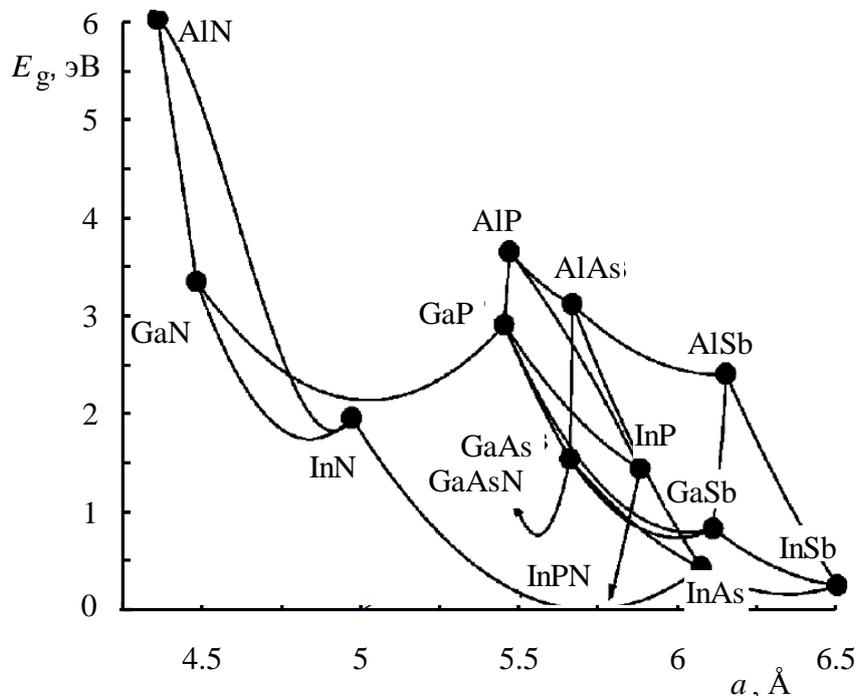


Рис. 2.6. Изменение прямого зазора для некоторых твердых растворов полупроводников группы A^3B^5

отклонения от линейных зависимостей, особенно для твердых растворов на основе нитридов. Это означает, что, в отличие от расчета периода решетки, при вычислении энергетических параметров твердого раствора обязательно следует учитывать коэффициенты нелинейности c и проводить расчет с использованием функции (2.3). Коэффициенты нелинейности для твердых растворов полупроводников A^3B^5 приведены в табл. 2.10.

Для точного определения ширины запрещенной зоны и типа энергетической структуры в твердом растворе с заданным значением x необходимо провести сравнение зависимостей энергетических зазоров от состава (рис. 2.7). Видно, что для $InAs_{1-x}P_x$ Γ -минимум зоны проводимости при всех значениях x расположен ниже X - и L -минимумов, т. е. эти твердые растворы всегда являются прямозонными. Однако для $GaAs_{1-x}P_x$ такая ситуация наблюдается только при $x < 0,46$, а для твердого раствора $Al_xIn_{1-x}P$ — при $x < 0,39$. Это означает, что для $GaAs_{1-x}P_x$ и $Al_xIn_{1-x}P$ существует критический состав твердого раствора x_c и критическая энергия E_c , при которых происходит переход от прямой к непрямой структуре зон. Состав x_c и энергия E_c называются *переходными*. Поскольку люминесценция в непрямозонных полупроводниках низкоэффективна, то $GaAs_{1-x}P_x$ при $x > 0,46$ и $Al_xIn_{1-x}P$ при $x > 0,39$, а также $Ga_xAl_{1-x}P$ всех составов для создания излу-

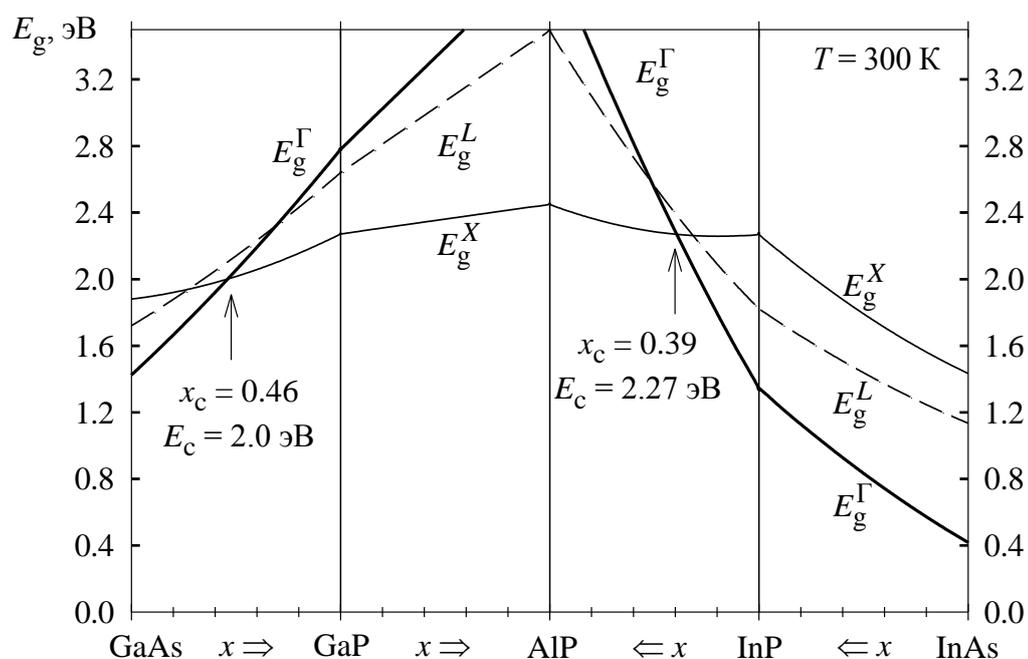


Рис. 2.7. Изменение энергетических зазоров в трехкомпонентных твердых растворах полупроводников группы A^3B^5

чателей практически не используются, однако могут применяться при разработке фотоприемников.

Из рис. 2.7 видно, что в твердых растворах $Al_xIn_{1-x}P$ могут быть реализованы наиболее широкозонные материалы с прямой структурой зон из всех нитридных полупроводников A^3B^5 . Ширина запрещенной зоны $E_g^\Gamma = 2.27$ эВ (300 К) для $Al_{0.39}In_{0.61}P$ соответствует зеленой части спектра.

Таблица 2.10

Параметры нелинейности для твердых растворов на основе соединений A^3B^5

Твердый раствор	E_g^Γ	E_g^X	E_g^L	Δ_{co}	$m_n(\Gamma)$
AlGaAs	$-0,127+1,310x$	0,055	0	0	–
GaInAs	0,477	1,4	0,33	0,15	0,0091
AlInAs	0,70	0	–	0,15	0,049
GaAsP	0,19	0,24	0,16	–	–
GaInP	0,65	0,20	1,03	0	0,051
AlInP	-0,48	0,38	–	-0,19	0,22
AlGaP	0	0,13	–	–	–
AlAsP	0,22	0,22	0,22	–	–
InAsP	0,19	0,24	0,16	–	–
GaInSb	0,415	0,33	0,4	0,1	0,0092
AlInSb	0,43	–	–	0,25	–
AlGaSb	$-0,044+1,22x$	0	0	0,3	–
GaAsSb	1,43	1,2	1,2	0,6	–
InAsSb	0,67	0,6	0,6	1,2	0,035
AlAsSb	0,8	0,28	0,28	0,15	–
GaPSb	2,7	2,7	2,7	–	–
AlPSb	2,7	2,7	2,7	–	–
InPSb	1,9	1,9	1,9	0,75	–
GaInN (вюрцит)	3,0	–	–	–	–
GaInN (сфалерит)	3,0	0,38	–	–	–
AlGaN (вюрцит)	1,0	–	–	–	–
AlGaN (сфалерит)	0	0,61	0,80	–	–
AlInN (вюрцит)	$16-9,1x$	–	–	–	–
AlInN (сфалерит)	$16-9,1x$	–	–	–	–
GaAsN (сфалерит)	$120,4-100x$	–	–	0	–
GaPN (сфалерит)	3,9	–	–	–	–
InPN (сфалерит)	15	–	–	–	–
InAsN (сфалерит)	4,22	–	–	–	–

Эффективные массы для каждого из экстремумов зон приблизительно линейно изменяются с составом твердого раствора. Рассеяние на флуктуирующем потенциале уменьшает подвижность, что особенно сильно проявляется в слаболегированном материале. Резкие изменения электрических свойств наблюдаются в области переходных составов x_c , где необходимо учитывать перераспределение носителей по разным экстремумам.

На рис. 2.8 представлено изменение ширины запрещенной зоны для твердых растворов полупроводниковых нитридов, кристаллизующихся в структуре вюрцит. Видно, что на основе таких твердых растворов могут быть созданы структуры, излучающие фотоны с энергиями от 0,7 до 6 эВ, т. е. охватывающие большую часть практически значимой области оптического диапазона. К сожалению, по технологическим причинам, описанным в 2.3, в настоящее время коммерчески доступны нитридные структуры, работающие в диапазоне 350...520 нм, т. е. пока что освоена только небольшая область составов, примыкающая к нитриду галлия. Также на рис. 2.8 отмечены периоды решетки некоторых подложек для выращивания нитридных структур. Видно, что создание на основе полупроводниковых нитридов изопериодных структур в настоящее время невозможно. В перспективе для этого могут быть использованы подложки объемного нитрида галлия.

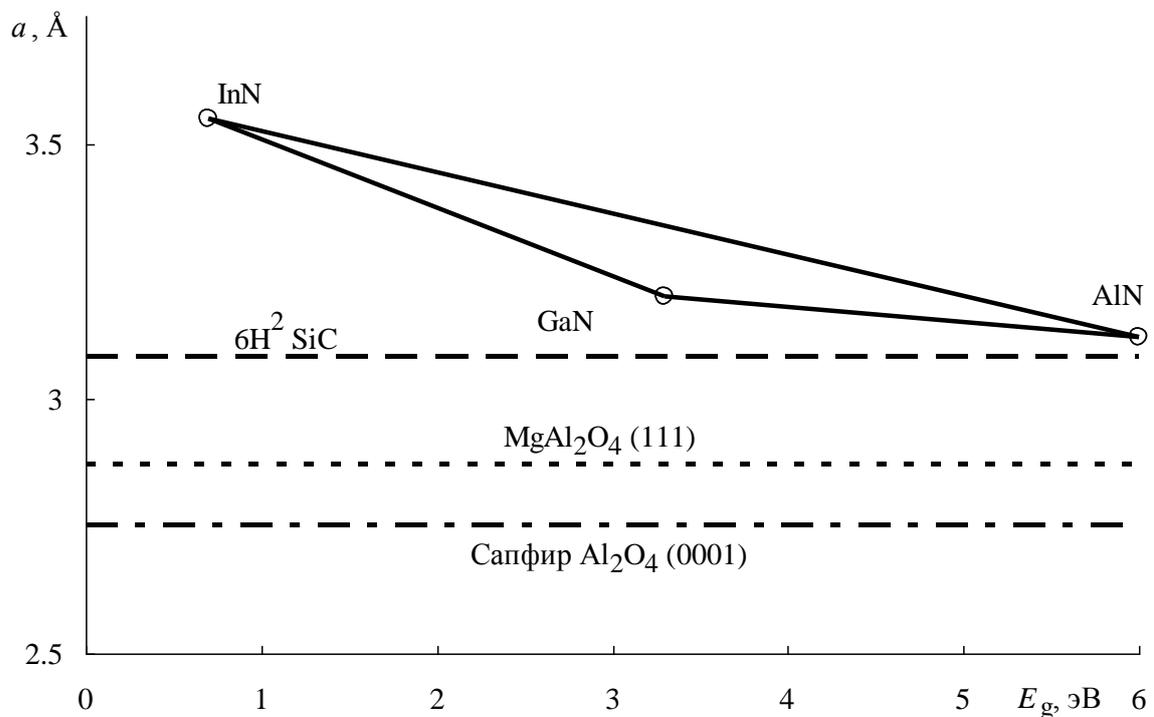


Рис. 2.8. Изменение ширины запрещенной зоны для твердых растворов полупроводниковых нитридов, кристаллизующихся в структуре вюрцит

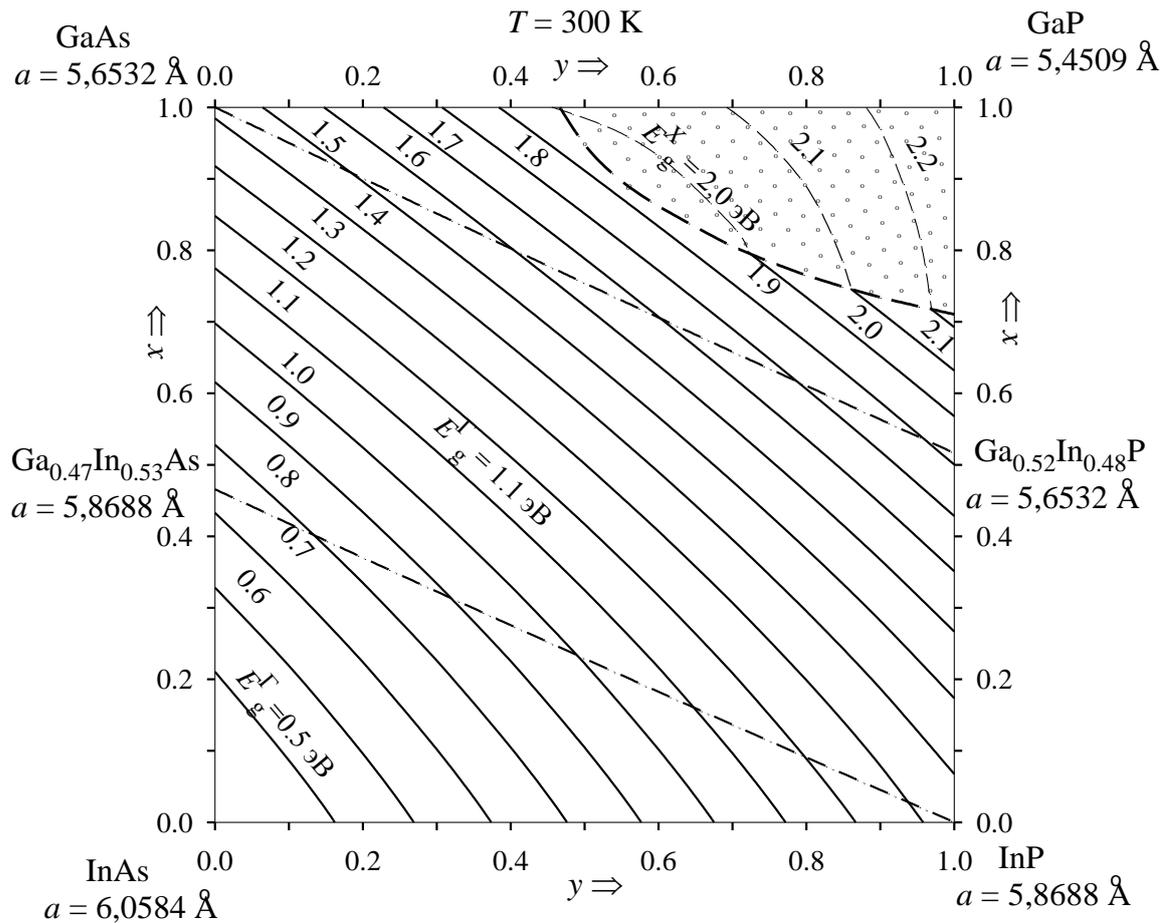


Рис. 2.9. Плоскость составов (x, y) для четырехкомпонентного твердого раствора $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ при $T = 300$ К

Для четырехкомпонентных твердых растворов период решетки линейно меняется с составом в соответствии с (2.4). Зависимости $E(x, y) = E_g(x, y)$ рассчитываются по (2.5) и могут быть изображены графически аналогично рис. 2.7, однако они будут трехмерными. Для простоты зависимость ширины запрещенной зоны от состава твердых растворов типа $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}_y\text{D}_{1-y}$ обычно изображают в виде проекций на плоскость xy линий $E_g = \text{const}$, т. е. линий пересечения поверхности $E(x, y)$ с плоскостями $E = \text{const}$. На рис. 2.9 такая проекция показана для $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$. Область непрямоугольных составов на рис. 2.9 заштрихована. Видно, что большая часть диаграммы занята прямоугольными материалами, что дало возможность создать на их основе высокоэффективные ИК-излучатели для ВОЛС.

Важнейшим достоинством многокомпонентных систем является возможность получения изопериодного ряда твердых растворов. Для твердых растворов $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ могут быть созданы структуры, изопериодные к подложкам InP ($a = 5,8688$ Å) и GaAs ($a = 5,6532$ Å) и почти полностью ох-

вбатывающие диапазон энергий 0,72...1,92 эВ (рис. 2.10). Соотношение между x и y , удовлетворяющее условию изопериодичности $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ с InP при $T = 300 \text{ K}$, имеет вид

$$y = \frac{0,1886 - 0,40505x}{0,1886 + 0,01415x}.$$

Аналогичное соотношение для составов, изопериодных с GaAs :

$$y = \frac{0,40505(1-x)}{0,1886 + 0,0145x}.$$

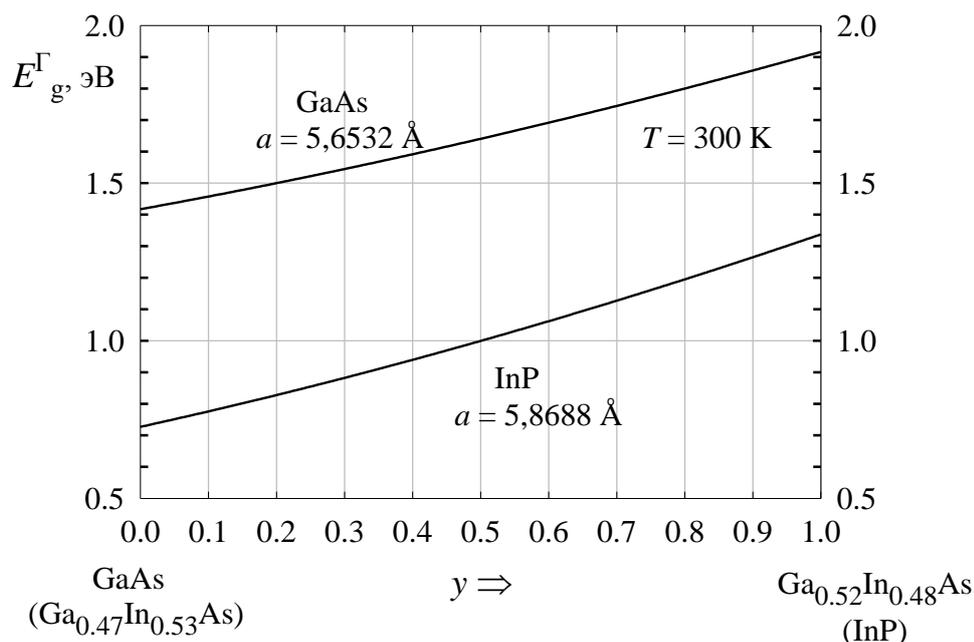


Рис. 2.10. Изменение прямого зазора для изопериодных составов твердого раствора $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$

Другим интересным четырехкомпонентным твердым раствором является $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ (рис. 2.11). К сожалению, большая часть его составов является непрямозонной, однако на его основе можно создать структуры, изопериодные к подложке арсенида галлия и охватывающие диапазон энергий 1,42...2 эВ. Непрямозонные составы для этого твердого раствора изучены слабо из-за низкой практической значимости и нестабильности соединений алюминия.

В последние годы достигнут значительный прогресс в технологии создания желтых и красных СИД на основе твердого раствора $[\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}]_y\text{In}_{1-y}\text{P}$, изопериодного к подложкам GaAs (рис. 2.12). Видно, что структура остается прямозонной в диапазоне энергий 1,92...2,3 эВ, что позволяет получить высокоэффективные излучатели для видимой области спектра.

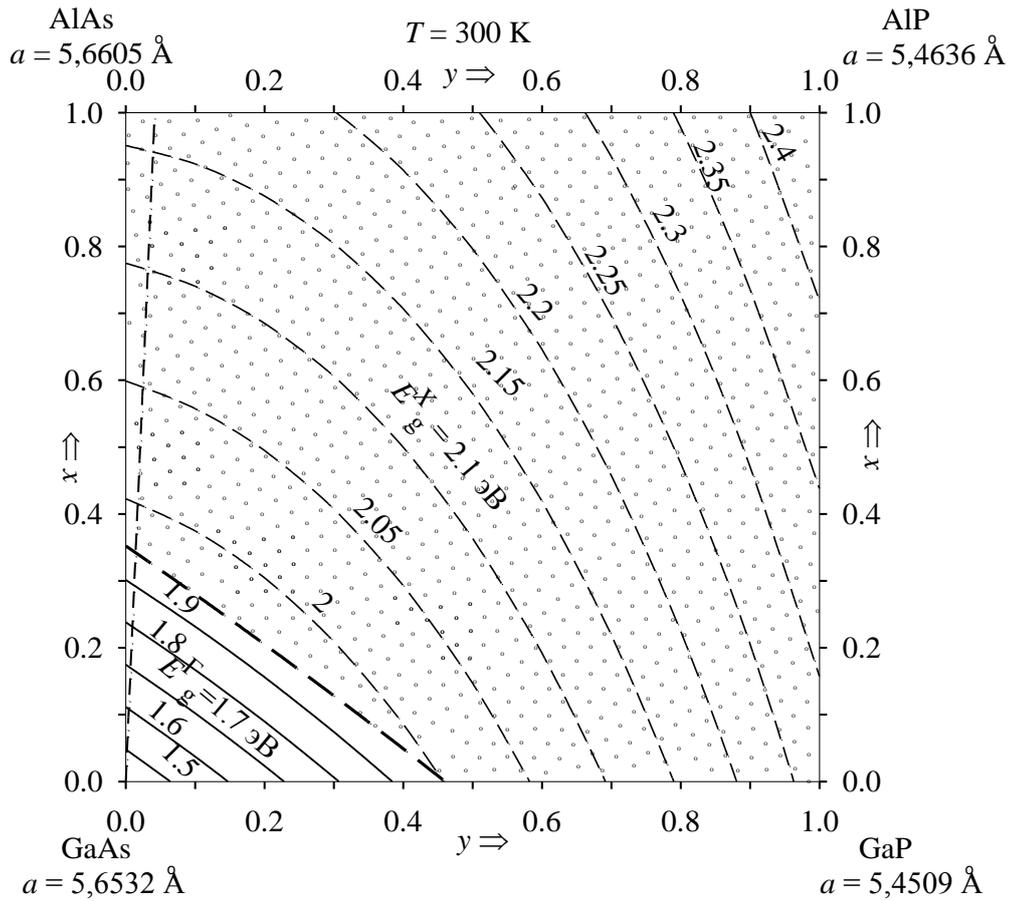


Рис. 2.11. Плоскость составов (x, y) для четырехкомпонентного твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ при $T = 300 \text{ K}$

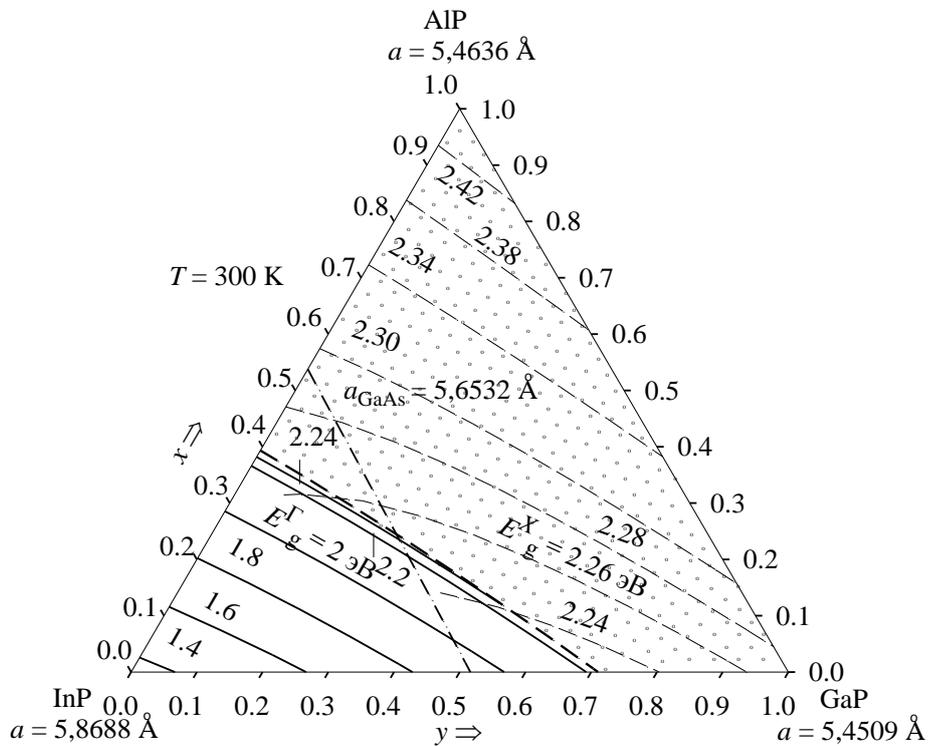


Рис. 2.12. Плоскость составов (x, y) для четырехкомпонентного твердого раствора $[\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}]\text{In}_{1-y}\text{P}$ при $T = 300 \text{ K}$

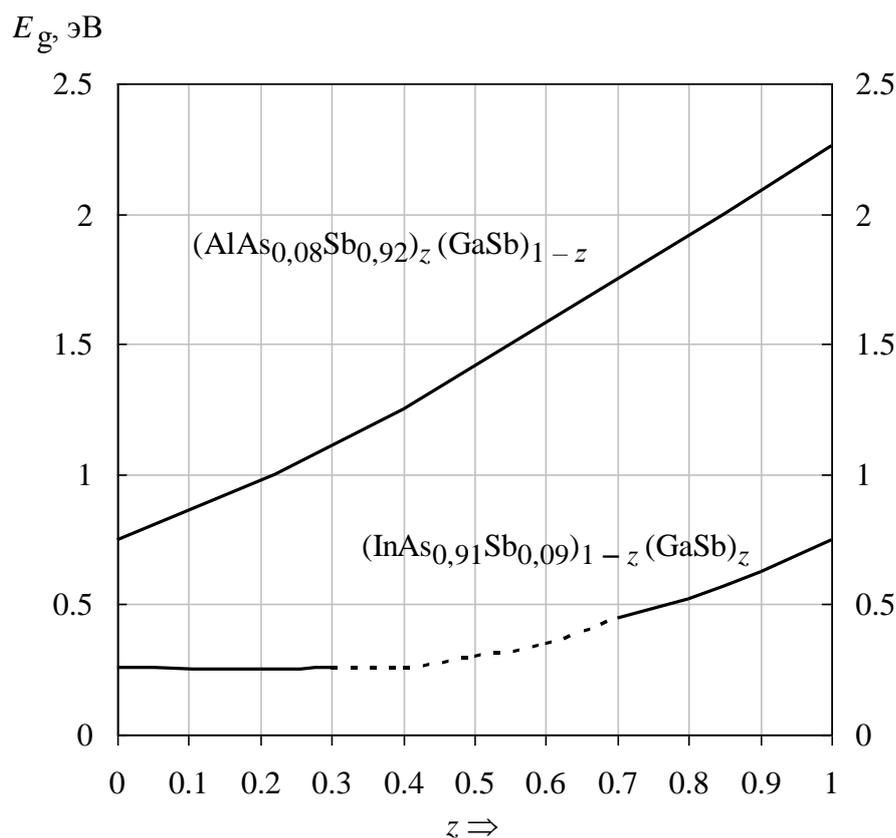


Рис. 2.13. Изменение прямого зазора для твердых растворов, изопериодных к подложке GaSb

Зеленые, синие и ультрафиолетовые излучатели создаются на основе твердых растворов полупроводниковых нитридов, качественные четырехкомпонентные растворы для которых пока что недоступны. Перспективной альтернативой является использование при создании таких приборов твердых растворов соединений A^2B^6 .

Еще одним важным классом материалов являются твердые растворы на основе соединений сурьмы: $[\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}]_y\text{As}_{1-y}\text{Sb}$ и $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$. Эти твердые растворы интересны тем, что они образованы в основном прямыми соединениями, поэтому их плоскость составов почти не содержит непрямозонной области, что дает возможность создать на основе таких материалов эффективные излучатели. Изопериодную структуру возможно вырастить на подложках InP, AlSb и GaSb. Для создания ППОЭП, в частности, ИК-светодиодов, чаще используются составы, изопериодные к антимониду галлия (рис. 2.13). Видно, что эта подложка дает возможность охватить диапазон энергий 0,3...2,2 эВ. К сожалению, в указанном диапазоне существует разрыв из-за наличия области несмешиваемости (пунктир на рис. 2.13).

2.8. Твердые растворы на основе соединений A^2B^6

Представление о возможном диапазоне изменения рассматриваемых параметров для всей совокупности широкозонных полупроводников A^2B^6 можно получить из рис. 2.14. Интересно, что для твердых растворов, содержащих в своем составе $HgTe$ ($Cd_xHg_{1-x}Te$, $Zn_xHg_{1-x}Te$), существует возможность получения сколь угодно малой ширины запрещенной зоны, вплоть до бесщелевого состояния $E_g = 0$. Эта возможность связана с особенностями строения энергетических зон составляющих твердый раствор бинарных соединений и возникающим эффектом инверсии зон.

Применительно к лазерам на основе $ZnSe$ особый интерес представляют изовалентные твердые растворы $Zn_xCd_{1-x}Se$ и ZnS_ySe_{1-y} . Замещение цинка на кадмий в кристаллической решетке халькогенида приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны. Благодаря этому обстоятельству твердые растворы $Zn_xCd_{1-x}Se$ используются для формирования активной области лазерной гетероструктуры. Изменение ширины запрещенной зоны [эВ] от состава твердого раствора описывается уравнением ($T = 300$ К)

$$E_g = 2,70x + 1,74(1-x) - 0,755x(1-x).$$

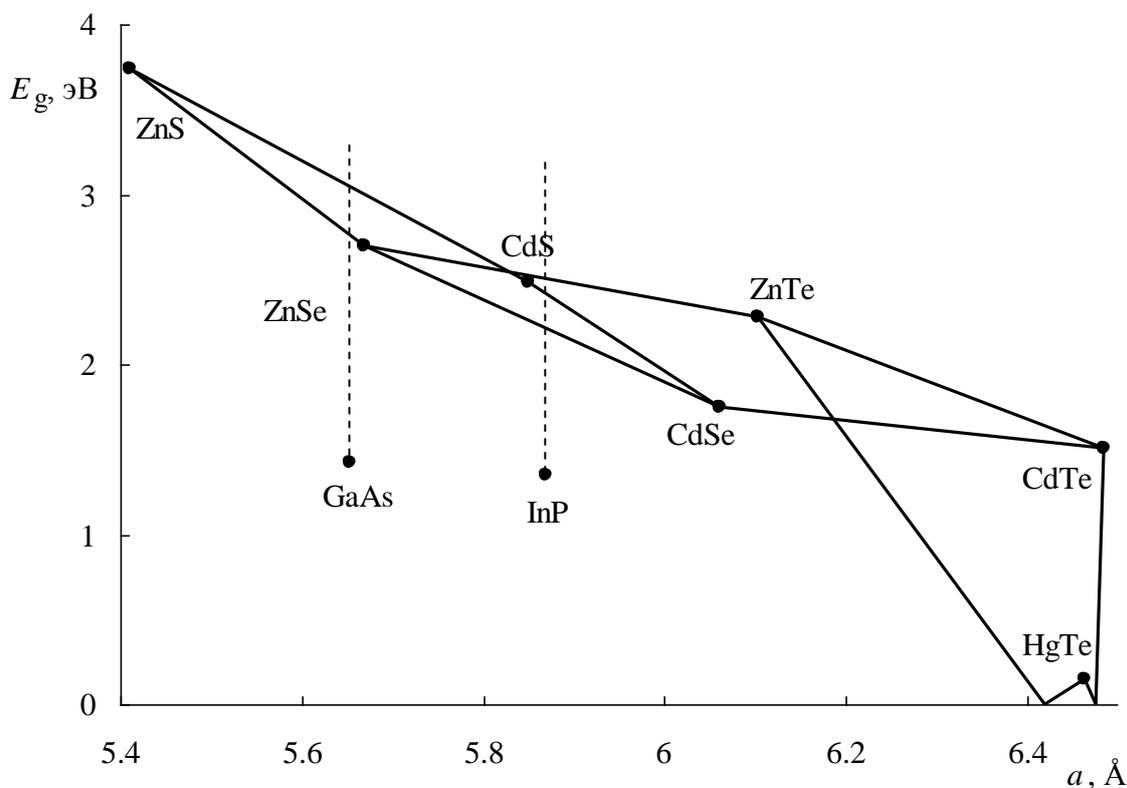


Рис. 2.14. Взаимосвязь между шириной запрещенной зоны и периодом кристаллической решетки для соединений A^2B^6 со структурой типа сфалерита

Следует иметь в виду, что при большом содержании CdSe, когда $(1-x) > 0,4$, наблюдается фазовый переход в гексагональную модификацию. В реальных лазерных структурах мольная доля CdSe в активной области обычно не превышает значений 0,2, поскольку с ростом содержания CdSe в эпитаксиальном слое увеличивается рассогласование периодов кристаллических решеток твердого раствора и подложки, в качестве которой обычно используют GaAs.

В твердых растворах ZnS_ySe_{1-y} увеличение содержания серы сопровождается уменьшением периода кристаллической решетки и возрастанием ширины запрещенной зоны. Существенно отметить, что при определенном содержании серы этот твердый раствор изопериодичен с подложкой GaAs. При комнатной температуре условию изопериодного замещения соответствует $y = 0,06$. Однако ZnSe обладает существенно более высоким температурным коэффициентом линейного расширения, нежели GaAs (соответственно, $7,14 \cdot 10^{-6}$ и $6,4 \cdot 10^{-6} K^{-1}$). Поэтому при температуре эпитаксии твердый раствор $ZnS_{0,06}Se_{0,94}$, осаждаемый на подложку GaAs, будет испытывать напряжения сжатия. Чтобы избежать появления дефектов на гетерогранице, важнее обеспечить изопериод при температуре эпитаксии. В условиях МПЭ, когда рост слоев осуществляется при температуре порядка $300^\circ C$, смещение изопериодного состава оказывается незначительным ($y = 0,064$).

Изменение ширины запрещенной зоны недеформированных слоев ZnS_ySe_{1-y} в зависимости от состава достаточно хорошо описывается квадратичным полиномом следующего вида:

$$E_g(y) = 3,68y + 2,70(1-y) - 0,43y(1-y).$$

Благодаря более широкой запрещенной зоне в сравнении с твердыми растворами $Zn_xCd_{1-x}Se$ эпитаксиальные слои ZnS_ySe_{1-y} используют в качестве барьеров при формировании гетероструктур со сверхрешетками и квантовыми ямами. Ценным свойством таких гетероструктур является образование больших разрывов обеих зон, что позволяет формировать потенциальные ямы как для электронов, так и для дырок. Потенциальные барьеры высотой более $(3...4)kT$ локализуют 95–98 % носителей заряда в квантовой яме.

При проектировании гетероструктур на основе халькогенидов цинка особый интерес вызывают четверные твердые растворы $Mg_xZn_{1-x}S_ySe_{1-y}$, в которых замещение элементов происходит по узлам обеих подрешеток (рис. 2.15). Введение магния или бериллия в состав композиции должно приводить к увеличению ширины запрещенной зоны полупроводника. Это от-

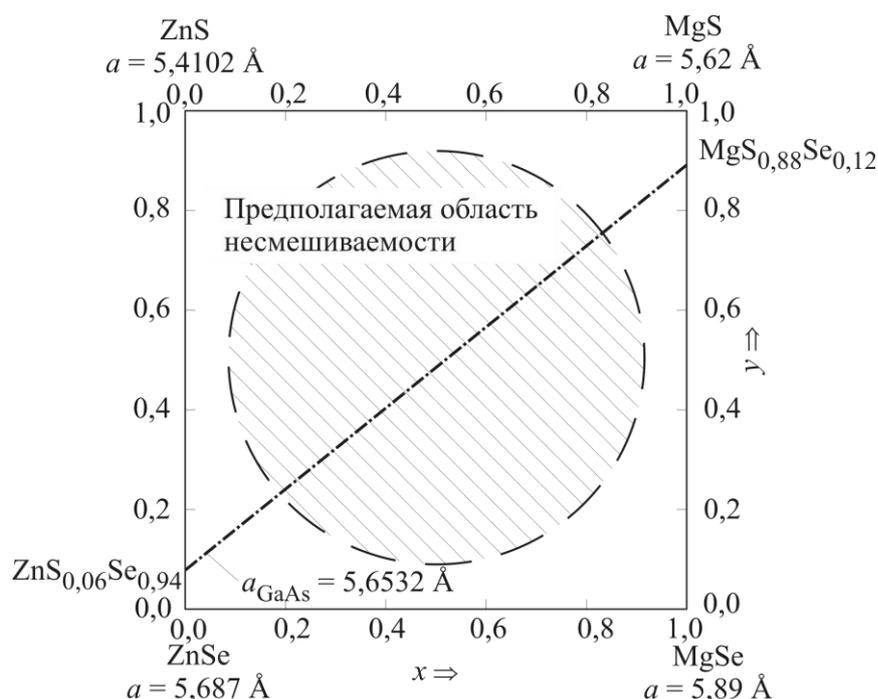


Рис. 2.15. Плоскость составов (x, y) для четырехкомпонентного твердого раствора $Mg_xZn_{1-x}S_ySe_{1-y}$

крывает возможности для использования четверных систем в лазерных структурах с оптическим ограничением, в которых широкозонный материал формирует границу волноводного слоя.

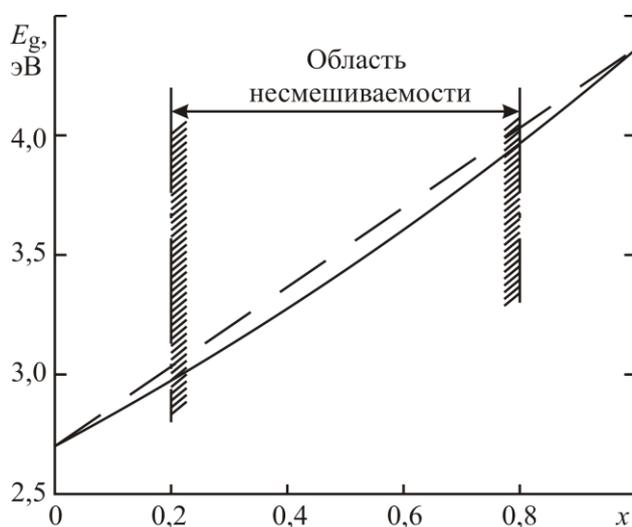


Рис. 2.16. Изменение ширины запрещенной зоны твердых растворов $Mg_xZn_{1-x}S_ySe_{1-y}$ вдоль изопериодного разреза GaAs

При эпитаксии на подложку GaAs условие изопериодного замещения для твердых растворов $Mg_xZn_{1-x}S_ySe_{1-y}$ можно представить в виде

$$y = \frac{0,148 + 2,22x}{2,58 + 0,12x}.$$

Значения параметров нелинейности для систем $Mg_xZn_{1-x}S$ и MgS_ySe_{1-y} составляет 0,25 и 0,40 эВ соответственно. На рис. 2.16 показано изменение ширины запрещенной зоны твердого раствора при движении

вдоль изопериодного разреза, рассчитанное с учетом этих параметров. К сожалению, большая часть разреза попадает в область несмешиваемости, положение которой пока точно не определено.

Как видно из рисунка, «провисание» относительно линейной зависимости оказывается незначительным, несмотря на сильную неидеальность твердого раствора. Даже небольшая добавка магния ($x \sim 0,1$) обеспечивает существенное увеличение ширины запрещенной зоны и уменьшение показателя преломления.

2.9. Полупроводниковые твердые растворы на основе соединений A^4B^6

Наряду с твердыми растворами на основе соединений A^2B^6 бесщелевое состояние может быть получено в системе $PbTe-SnTe$ ($Pb_xSn_{1-x}Te$). Это обусловлено тем, что симметрия зоны проводимости $PbTe$ соответствует симметрии валентной зоны $SnTe$, и наоборот. Поэтому по мере добавления $SnTe$ к $PbTe$ зоны сближаются до тех пор, пока при $x = 0,6$ не наступит их перекрытие. При дальнейшем увеличении концентрации $SnTe$ зоны как бы меняются местами и начинают снова расходиться, что соответствует эффекту инверсии зон (рис. 2.17).

Среди полупроводниковых твердых растворов на основе соединений A^4B^6 наибольшее распространение получили структуры на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$, а также $PbS_{1-y}Se_y$, позволяющие создавать ППОЭП, работающие в инфракрасном диапазоне длин волн (от 4 до 30 мкм). Также могут использоваться $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $PbTe_{1-y}S_y$, $PbS_{1-y}Se_y$ и $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (рис. 2.18). Большинство приборов на основе A^4B^6 требует сильного охлаждения, поэтому график изображен для $T = 77$ К. Зависимости можно считать практически линейными.

Более точные аппроксимационные выражения $E_g(x, T)$ для используемых на практике диапазонов значений x твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $PbS_{1-y}Se_y$ представлены в табл. 2.11. Там же даны выражения для учета изменения продольных и поперечных составляющих эффективных масс носителей заряда. Эти данные, как и значения диэлектрической проницаемости, играют важную роль при точных расчетах значений пороговой плотности тока, положения уровней Ферми и диапазона излучения.

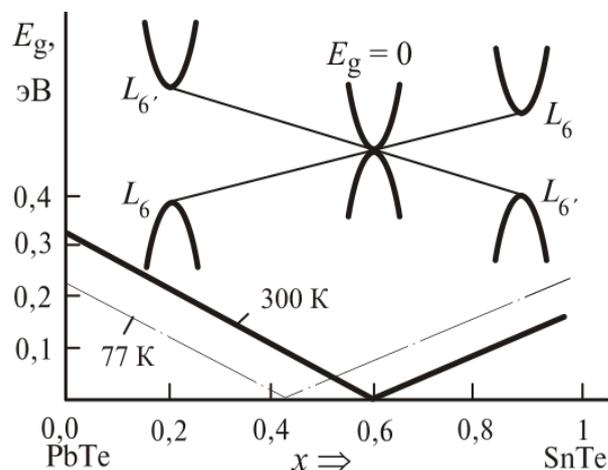


Рис. 2.17. Изменение зонной структуры с изменением состава твердого раствора $Pb_xSn_{1-x}Te$ (эффект инверсии зон)

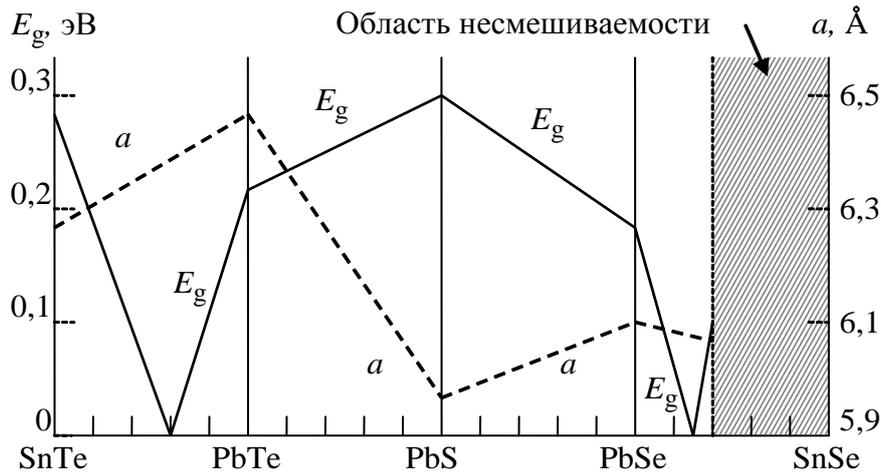


Рис. 2.18. Изменение ширины запрещенной зоны и периода решетки для твердых растворов A^4B^6

Несмотря на возможность получения материалов с $E_g \approx 0$, узкозонные полупроводники A^4B^6 имеют ограничение по максимальной длине излучения. Это связано с тем, что с уменьшением энергетического зазора снижается плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне. Кроме того, с ростом длины излучения сильно увеличивается поглощение на свободных носителях заряда. Приблизительным пределом (минимумом значения ширины запрещенной зоны) можно считать $E_g \approx 0,04$ эВ.

Из четырехкомпонентных твердых растворов A^4B^6 наибольшее распространение нашли $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$. Эти твердые растворы существуют в сечении концентрационного тетраэдра, проходящем через квазибинарные разрезы соответствующих тройных систем (рис. 2.19). Область несмешиваемости таких твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$ расположена не в центре концентрационного квадрата, как у A^2B^6 (см. рис. 2.15), а вблизи соединения SnSe, поскольку селенид олова кристаллизуется в решетке с орторомбической симметрией и неизоморфен остальным бинарным соединениям. Для расчета используется линейное приближение на основе данных о зависимостях E_g и периода решетки от состава x в тройных твердых растворах. С математической точки зрения это эквивалентно замене отсутствующего соединения SnSe, кристаллизующегося в решетке NaCl, неким гипотетическим $SnSe^*$, отвечающим условию изоморфизма (период решетки 6,003 Å). Учитывая, что подзоны в соединениях олова инвертированы относительно соединений свинца, энергетический зазор в них следует брать с противоположным знаком: $-0,18$ эВ для SnTe и $-0,60$ эВ для $SnSe^*$.

Таблица 2.11

Зависимости параметров полупроводника от состава x для твердых растворов A^4B^6

Состав	$Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($0 \leq x \leq 0,2$)	$Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($0 \leq x \leq 0,2$)	$PbS_{1-x}Se_x$ ($0 \leq x \leq 1$)
$E_g \cdot 10^3$, эВ	$190 - 543x - \frac{0,045T^2}{T - 50}$	$125 - 1021x + \sqrt{400 + 0,256T^2}$	$263 - 138x + \sqrt{400 + 0,256T^2}$
$1/m_{n\perp}$	$30,58 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 14,29$	$20,7 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 4,3$	$10,6 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 1,9 + 2,4x$
$1/m_{p\perp}$	$30,58 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 10$	$20,7 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 8,7$	$10,6 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 2,7 + 6x$
$1/m_{n\parallel}$	$\frac{30,58}{(10,25 + 6,56x)} \times \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 2,42$	$11,4 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 2,9$	$5,8 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 3,7 + 0,8x$
$1/m_{p\parallel}$	$\frac{30,58}{(10,25 + 6,56x)} \times \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 1,25$	$11,4 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 3,3$	$5,8 \frac{E_g(0,0)}{E_g(x,T)} + 3,7 + 0,4x$
Коэффициент анизотропии K	10...14	1,7...2,4	1,3...2,0
$\epsilon_0(x, T)$	а) $T = 4,2$ К, $1500 + 1,76 \cdot 10^5 x^2$; б) $x = 0, T = 300$ К, 428	а) $x = 0, T = 77$ К, 227; б) $x = 0, T = 300$ К, 206	а) $x = 0, T = 77$ К, 184; б) $x = 0, T = 300$ К, 172
$\epsilon_\infty(x, T)$	а) $T = 4,2$ К, $35 + 50x$; б) $x = 0, T = 300$ К 35	а) $T = 100$ К, $(5,5 - 0,8x)^2$; б) $T = 300$ К, $(4,9 - 2,8x)^2$	а) $x = 0, T = 77$ К, 21,2; б) $x = 0, T = 300$ К, 20

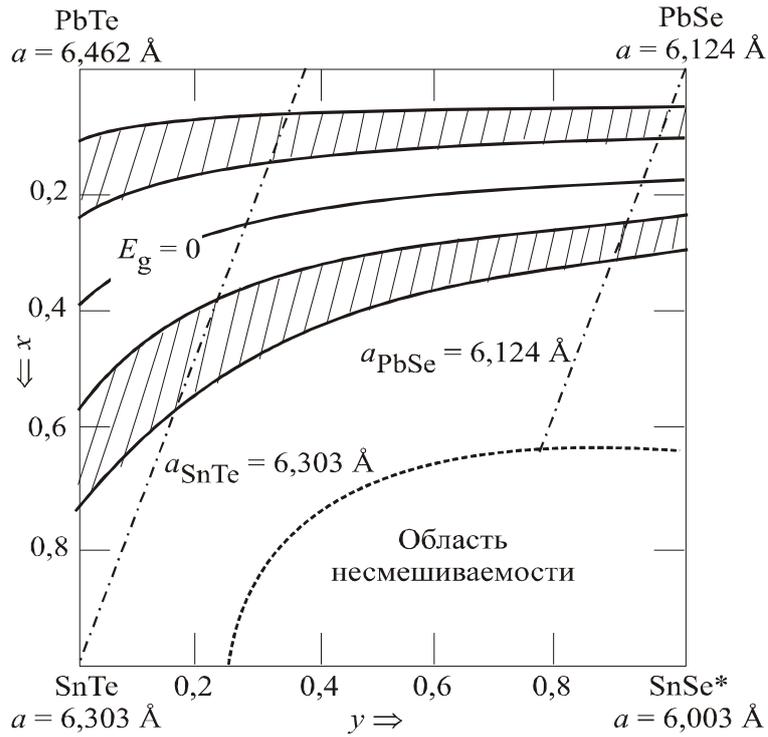


Рис. 2.19. Плоскость составов (x, y) для твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$

Тогда интерполяционные соотношения имеют вид

$$E_g(x, y) = |0,32 - 0,5x - 0,03y - 0,39xy|, \quad (2.8)$$

$$a(x, y) = 6,46 - 0,133x - 0,3335y + 0,01xy. \quad (2.9)$$

Уравнение для $a(x, y)$ может быть использовано при построении изопериодных разрезов с $a(x, y) \equiv a_0$:

$$x = \frac{6,46 - a_0 - 0,3335y}{0,133 - 0,01y}. \quad (2.10)$$

С учетом различного характера температурного изменения E_g для халькогенидов свинца и халькогенидов олова:

$$E_g(x, y, T) = \left| 0,32 - (4,3 - 2,3x)(300 - T)10^{-4} - 0,5x - 0,03y - 0,39xy \right|. \quad (2.11)$$

На рис. 2.19 представлены расчеты изоэнергетических кривых, проведенные по формулам (2.8) – (2.11). Заштрихованы области, соответствующие диапазону длин волн 8...14 мкм, в котором работает большинство излучателей, создаваемых на основе таких систем.

Кроме составов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$, изопериодных к PbSe и SnTe , практический интерес представляют изопериодные структуры $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, например $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te} / \text{PbSe}_{0,102}\text{Te}_{0,898} / \text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y / \text{PbSe}_{0,102}\text{Te}_{0,898}$ ($a_0 = 6,426 \text{ \AA}$).

3. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

3.1. Оптические характеристики вещества

Выражение, описывающее распространение электромагнитной волны в направлении z при поляризации в направлении x , может быть записано в виде

$$E_x = E_0 e^{i\omega\left(t - \frac{\hat{n}z}{c}\right)}. \quad (3.1)$$

Постоянная распространения \hat{n} , называемая *комплексным показателем преломления*, определяется как

$$\hat{n} = n - i\chi, \quad (3.2)$$

$$(\hat{n})^2 = c^2 \left(\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 - i \frac{\sigma \mu_0}{\omega} \right). \quad (3.3)$$

Тогда

$$E_x = E_0 e^{-\left(\frac{\omega\chi z}{c}\right)} e^{i\left(\omega t - \frac{\omega n z}{c}\right)}. \quad (3.4)$$

Выражения (3.1) и (3.4) описывают волну с угловой частотой ω , распространяющуюся с фазовой скоростью c/n и испытывающую ослабление. Первый множитель определяет амплитуду волны в точке $z = 0$, второй – затухание волны с расстоянием z , а третий – фазовый множитель.

На практике прибор измеряет всегда не амплитуду и фазу волны, а ее интенсивность или мощность

$$I \sim |\mathbf{E}|^2 = E_0^2 e^{-\frac{2\omega\chi}{c}z}; \quad (3.5)$$

$$I(z) = I_0 e^{-\left(\frac{2\omega\chi z}{c}\right)} = I_0 e^{-k_\omega z}, \quad (3.6)$$

где в I_0 входят все сомножители, стоящие перед $\exp(-k_\omega z)$. Очевидно, I_0 есть интенсивность волны в точке $z = 0$.

Видно, что главный показатель поглощения χ и натуральный показатель поглощения k_ω характеризуют ослабление (поглощение) электромагнитного излучения в исследуемой среде

$$k_\omega = \frac{2\omega\chi}{c} = \frac{4\pi\nu}{c} \chi = \frac{4\pi}{\lambda_0} \chi. \quad (3.7)$$

Наряду с \hat{n} оптические свойства вещества можно характеризовать комплексной относительной диэлектрической проницаемостью $\hat{\varepsilon}_r$.

Связь $\hat{\varepsilon}_r$ и \hat{n} можно рассчитать из формул

$$\hat{\varepsilon}_r = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 = (\hat{n})^2 = (n - i\chi)^2 = n^2 - \chi^2 - 2in\chi; \quad (3.8)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_r = n^2 - \chi^2; \quad (3.9)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\omega} = 2n\chi. \quad (3.10)$$

Введение \hat{n} в (3.2)–(3.3) или $\hat{\varepsilon}_r$ в (3.8)–(3.10) равноценно по своей общности, т. е. оптические характеристики, называемые также оптическими константами, n и χ , а также ε_1 и ε_2 являются равноценными макроскопическими параметрами, определяющими взаимодействие электромагнитной волны с веществом. На микроскопическом уровне процессы поглощения определяются квантовыми переходами из более низкого в более высокое энергетическое состояние, а процессы испускания – переходами из более высокого состояния в более низкое.

Возможны два варианта таких переходов. Непосредственный оптический переход в твердых телах может произойти только при выполнении двух законов сохранения – энергии и волнового вектора:

$$E_j \pm \hbar\omega = E_f, \quad (3.11)$$

$$\mathbf{k}_j = \mathbf{k}_f. \quad (3.12)$$

Знак плюс соответствует поглощению, а знак минус – испусканию.

Из (3.12) видно, что подобное взаимодействие может осуществляться только в случае, если не происходит изменения волнового вектора. На диаграмме $E(\mathbf{k})$ такой переход изображается вертикальной линией и называется *прямым* или *вертикальным переходом* (рис. 3.1, а).

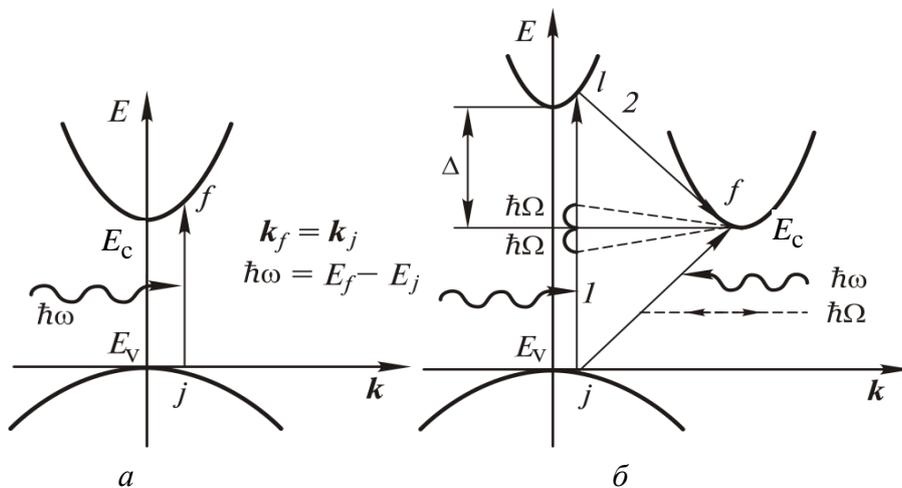


Рис. 3.1. Оптические переходы при поглощении фотона $\hbar\omega$:

а – прямой; б – не прямой

Непрямые оптические переходы между состояниями с различными значениями волнового вектора (рис. 3.1, б) возможны только при возникновении дополнительного процесса с участием дефекта или квазичастицы – фонона, приводящего к изменению значения \mathbf{k} . Законы сохранения в случае взаимодействия с фононом записываются как

$$E_j + \hbar\omega \pm \hbar\Omega_{\text{фон}} = E_f, \quad (3.13)$$

$$\mathbf{k}_j \pm \mathbf{k}_{\text{фон}} = \mathbf{k}_f. \quad (3.14)$$

Такие переходы разрешены лишь во втором приближении теории возмущений, поэтому вероятность таких переходов существенно меньше, чем прямых. Это означает, что эффективность излучателей, созданных на основе прямозонных полупроводников будет значительно выше, чем при использовании непрямозонных материалов, в которых преобладают непрямые переходы с участием фононов.

3.2. Расчет спектра поглощения в полупроводниках

Экспоненциальный закон уменьшения интенсивности излучения в поглощающей среде (3.5)–(3.6) есть не что иное, как закон Бугера – Ламберта. Он может быть получен весьма просто следующим образом.

Пусть в поглощающей среде в направлении z распространяется плоская волна с интенсивностью $I(z)$ (рис. 3.2). Выделим слой толщиной dz . Очевидно, что изменение интенсивности волны $dI(z)$ при прохождении этого слоя пропорционально его толщине dz , интенсивности света $I(z)$ и коэффициенту пропорциональности k_ω :

$$-dI(z) = k_\omega I(z) dz.$$

Знак « \leftarrow » указывает на ослабление волны. Элементарное интегрирование этого уравнения с граничным условием $I(0) = I_0$ дает закон изменения интенсивности

$$I(z) = I_0 e^{-k_\omega z}, \quad (3.15)$$

в точности совпадающий с (3.6).

Из (3.15) видно, что показатель поглощения k_ω представляет собой относительное уменьшение интенсивности излучения dI/I на бесконечно малой длине dz , отнесенное к этой длине

$$k_\omega = -\frac{dI/I}{dz}.$$

Он численно равен обратному расстоянию, на котором интенсивность уменьшается в e раз. Обычно k_ω выражается в сантиметрах в минус первой степени.

Показатель поглощения k_ω (как и главный показатель поглощения χ) зависит от частоты (длины волны) электромагнитного излучения. Об этом напоминает нижний индекс у k_ω . Эта зависимость определяет спектр оптического поглощения вещества.

Поглощение электромагнитного излучения полупроводником может осуществляться за счет передачи энергии электромагнитного поля электронной подсистеме с переводом электрона в более высокое энергетическое состояние или путем передачи решетке с возбуждением одного или нескольких фононов. Решеточное поглощение как основа функционирования прибора в

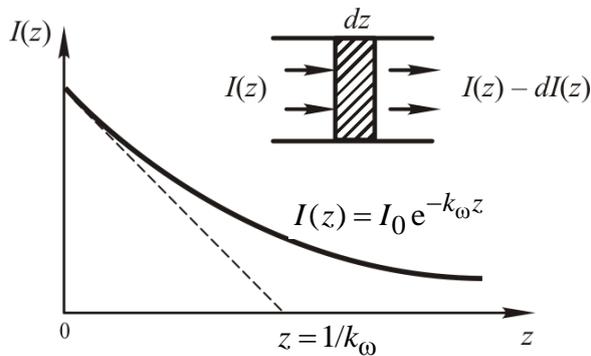


Рис. 3.2. Изменение интенсивности электромагнитной волны в поглощающей среде

полупроводниковой оптоэлектронике практически не используется, поэтому в дальнейшем рассмотрении остановимся только на поглощении с возбуждением электронной подсистемы. Оптические переходы, при которых электрон из валентной зоны попадает в зону проводимости, соответствуют фундаментальному межзонному поглощению (см. рис. 3.1). В случае неидеального кристалла возможно также

примесное поглощение. Ряд важных эффектов в излучающих структурах определяется поглощением свободными носителями заряда.

Минимальная энергия фотонов, при которой начинается собственное поглощение в идеальных полупроводниковых кристаллах, определяется минимальным энергетическим зазором между полностью заполненной (валентной) и свободной (зоной проводимости) зонами, т. е. шириной запрещенной зоны E_g полупроводника. Область вблизи $\hbar\omega \approx E_g$ называется *краем собственного (фундаментального) поглощения*. Обычно именно эта область представляет наибольший интерес, поскольку она дает богатую информацию об энергетических состояниях электронов вблизи потолка валентной зоны и вблизи абсолютного минимума зоны проводимости, т. е. в наиболее важных областях энергетического спектра кристалла.

Форма края собственного поглощения определяется прежде всего особенностями структуры энергетических зон материала. В кристаллах с прямой структурой энергетических зон край собственного поглощения определяется прямыми оптическими переходами (3.11)–(3.12), в непрямозонных полупроводниках – непрямыми (3.13)–(3.14).

Рассмотрим прямозонный полупроводник. Показатель поглощения k_ω пропорционален вероятности перехода w_{ff} и плотности начальных (занятых) и конечных (свободных) электронных состояний, разделенных энергией $\hbar\omega$. Число таких пар состояний, приходящихся на единичный интервал энергий и единицу объема кристалла, называется комбинированной плотностью состояний и обозначается $N(\hbar\omega)$, т. е. $N(\hbar\omega) = N(E_f - E_j)$ – плотность состояний, разделенных энергией $(E_f - E_j)$. Таким образом, показатель поглощения

$$k_\omega \sim w_{ff}N(\hbar\omega). \quad (3.16)$$

Тогда спектральную зависимость показателя поглощения для прямых разрешенных переходов можно определить по формуле

$$k_\omega = A(\hbar\omega - E_g)^{1/2}; \quad (3.17)$$

$$A \approx \frac{e^2 (2m_r)^{3/2}}{nch^2 m \epsilon_0} f_{cv},$$

где n – показатель преломления; m – масса электрона; m_r – приведенная эффективная масса:

$$1/m_r = 1/m_n + 1/m_p.$$

Коэффициент f_{cv} , называемый силой осциллятора, имеет порядок около единицы. Для полупроводников группы АЗВ⁵

$$f_{cv} = \frac{3 |V_{cv}(0)|^2}{2 m \hbar \omega} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{m}{m_n^\Gamma} - 1 \right).$$

При $\hbar\omega \leq E_g$ $k_\omega = 0$, т. е. полупроводник прозрачен для фотонов с энергиями, меньшими ширины запрещенной зоны. Однако с увеличением энергии фотонов собственное поглощение для прямых разрешенных переходов очень быстро возрастает и может достичь значения порядка $k_\omega \approx 10^3 \text{ см}^{-1}$ уже при $\hbar\omega - E_g = 0,01 \text{ эВ}$.

В реальном полупроводнике, содержащем свободные носители заряда, примеси или другие дефекты, край собственного поглощения будет отличаться от (3.17) в связи с возникновением хвостов плотности состояний

(см. рис. 2.2). Это, в свою очередь, приведет к возникновению характерных экспоненциальных хвостов на краю собственного поглощения прямозонного полупроводника.

При $\hbar\omega \gg E_g$ вид спектра собственного поглощения определяется в основном функцией $N(\hbar\omega)$ в (3.16) и ее зависимостью от особенностей зоной структуры полупроводника. Современные методы расчета структуры энергетических зон позволяют достаточно надежно определить общий вид спектра $N(\hbar\omega)$ для конкретных материалов и по нему найти мнимую часть комплексной диэлектрической проницаемости ε_2 или комплексного показателя преломления n_2 , связанную с показателем поглощения k_ω соотношениями (3.7), (3.10).

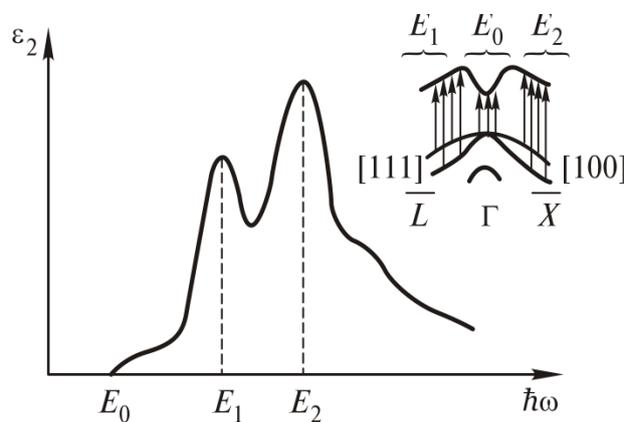


Рис. 3.3. Спектр $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ в области собственного поглощения, характерный для полупроводников с тетраэдрической координацией атомов

Для большинства полупроводников с тетраэдрической координацией атомов, кристаллизующихся в структуры алмаза или сфалерита, в спектре ε_2 наблюдаются характерные максимумы при энергиях E_1 и E_2 (рис. 3.3). Межзонные оптические переходы, формирующие эти особенности, указаны стрелками на вставке рис. 3.3. При $\hbar\omega = E_0$ находится край собственного поглощения, обусловленный прямыми переходами.

Край собственного поглощения для полупроводников с непрямой структурой энергетических зон определяется непрямые оптическими переходами, что приводит к необходимости учета взаимодействия электронной подсистемы не только с фотоном $\hbar\omega$, но и с фононами $\hbar\Omega$. Таким образом, спектральная зависимость показателя поглощения для непрямых оптических переходов с поглощением фонона (индекс a) имеет вид

$$k_\omega^{(a)} = \frac{B}{e^{\hbar\Omega_{\mathbf{k}}/kT} - 1} (\hbar\omega - E_g + \hbar\Omega_{\mathbf{k}})^2,$$

с испусканием фононов (индекс e)

$$k_\omega^{(e)} = \frac{B}{1 - e^{\hbar\Omega_{\mathbf{k}}/kT}} (\hbar\omega - E_g - \hbar\Omega_{\mathbf{k}})^2.$$

Суммарный показатель поглощения, учитывающий все ветви фононных колебаний (поперечную и продольную акустические, а также оптические):

$$k_{\omega} = \sum_i \left(k_{\omega}^{(a)} + k_{\omega}^{(e)} \right),$$

где индекс i относится к данному типу фононов, а индексы e и a – к компонентам с испусканием и поглощением фононов соответственно. Край собственного поглощения в непрямозонных материалах менее резкий, чем в прямозонных.

3.3. Расчет показателя преломления в полупроводниках

Действительная часть n комплексного показателя преломления определяет скорость распространения электромагнитной волны в среде: $v = c/n$. Скорость света в среде всегда ниже, чем в вакууме, что обусловлено поляризацией молекул вещества электрическим полем световой волны, приводящей к возникновению осциллирующих дипольных моментов. Новое электромагнитное поле, создаваемое осциллирующими зарядами, интерферирует со старым, что приводит к фазовому сдвигу (запаздыванию) первоначальной волны, эквивалентное изменению фазовой скорости света в веществе.

Коэффициент пропорциональности, связывающий индуцированный дипольный момент с возмущающим электрическим полем световой волны, зависит от частоты. В макроскопическом масштабе это приводит к частотной зависимости показателя преломления, которая определяет *дисперсию показателя преломления*, т. е. зависимость $n(\omega)$ или $n(\lambda)$. Наиболее сильная дисперсия показателя преломления будет вблизи областей интенсивного поглощения, т. е. оптические константы n и χ не являются полностью независимыми. Связь между ними устанавливается соотношениями Крамерса–Кронига

$$n(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega'}{(\omega')^2 - \omega^2} \chi(\omega') d\omega';$$

$$\varepsilon_1(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega'}{(\omega')^2 - \omega^2} \varepsilon_2(\omega') d\omega'.$$

Для гармонического осциллятора с собственной частотой ω_0 и бесконечно малым затуханием спектральная зависимость ε_2 описывается δ -функцией на резонансной частоте ω_0 . Учет затухания приводит к тому, что δ -функцию надо заменить функцией Лоренца.

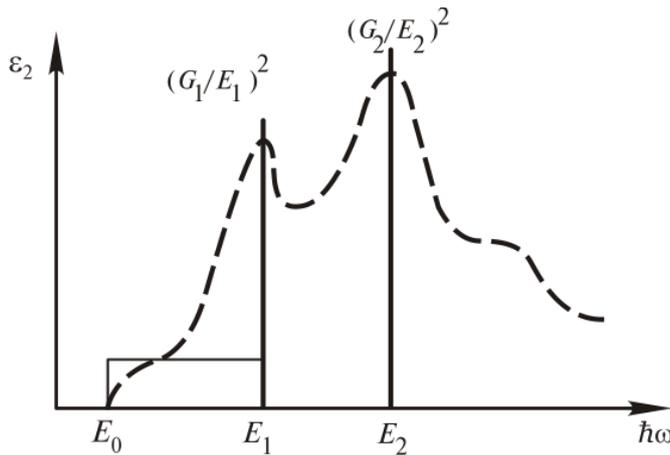


Рис. 3.4. Модельные представления $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ для расчета спектральной зависимости показателя преломления полупроводников

Спектр $\varepsilon_2(\omega)$, характерный для большинства полупроводниковых материалов (рис. 3.3), удобно аппроксимировать двумя эквивалентными осцилляторами с собственными энергиями, отвечающими положениям наиболее важных максимумов ε_2 при E_1 и E_2 , а вклад в дисперсию $n(\hbar\omega)$ краевых оптических переходов вблизи $\hbar\omega = E_g^\Gamma$ учесть в виде равномерного распределения

осцилляторов с $\varepsilon_2 = A = \text{const}$ от $\hbar\omega = E_0 = E_g^\Gamma$ до $\hbar\omega = E_1$ (рис. 3.4). Тогда дисперсионное соотношение для $n(\hbar\omega)$:

$$n^2(\hbar\omega) = 1 + \frac{A}{\pi} \ln \frac{E_1^2 - (\hbar\omega)^2}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2} + \frac{G_1}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2} + \frac{G_2}{E_2^2 - (\hbar\omega)^2}. \quad (3.18)$$

Входящие в выражение (3.18) значения параметров для ряда полупроводников приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Значения параметров для расчета дисперсии $n(\hbar\omega)$ в полупроводниках при $T = 300$ К

Материал	Период решетки, нм	E_0 , эВ	E_1 , эВ	E_2 , эВ	E_{TO} , мэВ	A	G_1 , эВ ²	G_2 , эВ ²	G_{TO} 10 ² , эВ ²
Ge	0,56575	0,805	2,1	4,4	—	0,780	22,2887	183,331	—
Si	0,54307	—	3,4	4,3	—	—	23,7537	159,275	—
C (алмаз)	0,35668	—	7,4	12,6	—	—	36,9961	630,929	—
β -SiC	0,4359	—	6,0	9,7	98,68	—	69,840	342,74	3,148
AlSb	0,6135	2,22	2,8	4,4	39,53	0,470	38,548	89,852	0,226
AlAs	0,56622	3,03	3,8	5,3	45,1	0,402	25,0559	150,838	0,364
AlP	0,5451	3,5	5,0	6,0	54,47	0,374	35,2995	176,714	0,636
GaSb	0,60954	0,8	2,0	4,2	28,58	0,783	13,187	156,05	0,0964
GaAs	0,56531	1,435	2,9	5,0	33,33	0,584	30,0432	151,197	0,205
GaP	0,54505	2,78	3,7	5,3	45,24	0,420	31,4388	160,537	0,449
InSb	0,64787	0,185	2,0	4,2	22,34	1,627	25,301	97,024	0,0969
InAs	0,60583	0,360	2,5	4,7	27,14	1,166	14,6475	167,261	0,255
InP	0,58687	1,345	2,8	5,1	37,65	0,604	26,0399	128,707	0,439
GaN	0,64787	0,185	3,42	6,94	7,9	1,511	13,457	203,333	—
InN	0,60583	0,360	0,7	5,38	6,05	1,715	14,450	149,550	—

Материал	Период решетки, нм	E_0 , эВ	E_1 , эВ	E_2 , эВ	E_{TO} , мэВ	A	G_1 , эВ ²	G_2 , эВ ²	$G_{TO} \cdot 10^2$, эВ ²
AlN	0,58687	1,345	6,2	7,6	8,84	0,427	2,486	251,173	–
ZnS	0,5406	3,60	5,3	7,0	34	0,369	21,5334	158,8582	0,370
ZnSe	0,56676	2,68	4,5	6,3	25,62	0,428	31,9545	127,156	0,196
ZnTe	0,6101	2,28	3,7	5,5	21,94	0,464	28,259	123,0536	0,114
CdTe	0,6477	1,50	3,2	5,5	17,40	0,572	28,5519	94,3804	0,0902

При низких частотах в ИК-диапазоне в полупроводниках, обладающих долей ионной связи, необходимо также учитывать вклад поляризуемости решетки, т. е. вклад решеточного поглощения. Для этого в правую часть выражения (3.18) следует добавить еще одно слагаемое

$$\frac{G_{TO}}{E_{TO}^2 - (\hbar\omega)^2}.$$

Преломление в твердых растворах можно рассчитать, пользуясь приближением виртуального кристалла. Зависимости характеристических энергий E_0 , E_1 и E_2 от состава твердого раствора x определяются соотношениями (2.3), (2.5) и (2.7). Для зависимостей $A(x)$, $G_1(x)$ и $G_2(x)$ справедливы линейные приближения. Уменьшение характерных энергий приводит в общем случае к увеличению n , что позволяет получить ряд важных эффектов в лазерных гетероструктурах.

3.4. Расчет спектров люминесценции

Люминесценция – это излучение, избыточное над тепловым при данной температуре и обладающее длительностью, значительно превышающей период световых колебаний. Люминесценция возникает вследствие квантовых переходов из верхнего возбужденного энергетического состояния в нижнее с испусканием электромагнитного излучения, т. е. определяется процессами, обратными поглощению света. Для наблюдения люминесценции вещество принципиально необходимо вывести из состояния термодинамического равновесия, т. е. возбудить.

Для большинства твердых тел люминесцентные свойства выражены очень слабо. Легирование вещества специальными примесями с целью повышения эффективности люминесценции называется *активацией*, а сами примеси *активаторами люминесценции*. Активированные диэлектрики,

обладающие высокой эффективностью люминесценции в видимой области спектра, называются *кристаллофосфорами* или *люминофорами*. Элементарными процессами, обуславливающими люминесценцию в таких веществах, обычно являются внутрицентровые оптические переходы, т. е. электронные переходы между энергетическими уровнями, принадлежащими иону (или атому) активатора. Такую люминесценцию иногда называют *мономолекулярной*. Люминофоры активно используются в лампах и светодиодах с переизлучением, в первую очередь в белых светодиодах.

Существует несколько видов люминесценции в зависимости от способа возбуждения (фотолюминесценция, катодолюминесценция и др.) В большинстве полупроводниковых излучателей используется *электролюминесценция* – люминесценция, возбуждаемая внешним электрическим полем. Наиболее эффективным методом электрического возбуждения является инжекция неосновных носителей заряда через *p–n*-переход при приложении к нему прямого напряжения *U*. Такая люминесценция называется *инжекционной*.

В полупроводниках люминесценция обычно обусловлена рекомбинацией неравновесных носителей заряда и поэтому ее часто отождествляют с *рекомбинационным излучением*. Не любой из актов рекомбинации вносит вклад в люминесценцию. Рекомбинация называется *излучательной*, если избыточная энергия рекомбинирующих частиц выделяется в виде кванта электромагнитной энергии – фотона. Если энергия рекомбинирующих частиц в конечном итоге передается решетке, приводя к ее разогреву (выделяется в виде квантов колебаний решетки – фононов), то такая рекомбинация называется *безызлучательной*.

Полное число излучательных переходов в единицу времени в единице объема пропорционально произведению концентрации свободных электронов *n* и дырок *p*

$$\Phi = Vnp.$$

Постоянную *B* можно вычислить из принципа детального равновесия по результатам измерения показателя поглощения k_{ω} , используя теорию *Ван-Русбрека–Шокли*. Обозначим скорость рекомбинации в условиях равновесия через $R_0(\omega)$. Тогда

$$R_0(\omega) = \frac{\omega^2 n^2}{\pi^2 c^2} \frac{k_{\omega}}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}, \quad (3.19)$$

Таким образом, зная спектральную зависимость показателя поглощения k_ω , можно найти соответствующий спектр люминесценции $R(\omega)$.

В термодинамически неравновесном, но стационарном состоянии, когда равновесие устанавливается в каждой из зон отдельно, а также в отсутствие вырождения в каждой из зон, скорость излучательной рекомбинации

$$R = \Phi = \frac{np}{n_i^2} R_0 = R_0 \exp\left(\frac{F_n^* - F_p^*}{kT}\right), \quad (3.20)$$

где F_n^* и F_p^* – квазиуровни Ферми для электронов и дырок соответственно.

Таким образом, соотношение (3.19) с учетом (3.20) позволяет по известному спектру поглощения k_ω определить спектр люминесценции Φ_ω :

$$\Phi_\omega = A(\hbar\omega)^2 \frac{k_\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}. \quad (3.21)$$

Коэффициент пропорциональности A слабо зависит от энергии фотона $\hbar\omega$, и его можно считать постоянным для данного типа переходов.

Тогда спектр люминесценции для прямых межзонных переходов:

$$\begin{aligned} \Phi_\omega &= A'(\hbar\omega)^2 (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega - E_g}{kT}\right) \approx \\ &\approx \Phi_0 \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{E_g}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega - E_g}{kT}\right). \end{aligned} \quad (3.22)$$

Здесь учтено, что обычно $\hbar\omega \gg kT$ и можно пренебречь единицей в знаменателе (3.21), а в коэффициент A' для удобства вычислений включен множитель $\exp(-E_g/kT)$. Коэффициент пропорциональности A включает в себя матричный элемент перехода $V_{vc}(0)$, эффективные массы носителей заряда и зависит от интенсивности возбуждения, но не зависит от энергии фотонов $\hbar\omega$. Видно, что максимум спектра люминесценции для межзонных переходов расположен при энергии $\hbar\omega = (E_g + kT/2)$, а ширина спектра пропорциональна kT .

Спектр собственного излучения при непрямых межзонных переходах можно определить в виде

$$\Phi_\omega \approx \Phi_\pm \left(\frac{\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega}{E_g}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega}{kT}\right),$$

где знаки «+» и «-» соответствуют процессам испускания фотона с одновременным испусканием (знак «+») и поглощением (знак «-») фонона $\hbar\Omega$.

3.5. Квантовый выход излучательной рекомбинации

Инжекционная люминесценция обусловлена рекомбинацией неравновесных носителей заряда. Однако вклад в люминесценцию дает только излучательная рекомбинация, при которой избыточная энергия рекомбинирующих частиц выделяется в виде кванта электромагнитного излучения – фотона. Безызлучательная рекомбинация, приводящая к рождению фононов (разогреву кристаллической решетки), нежелательна и снижает эффективность работы излучателя.

Параметром, определяемым соотношением вероятностей излучательных и безызлучательных переходов и служащим критерием эффективности прибора, является внутренний квантовый выход люминесценции. Обычно квантовую эффективность η_i определяют через времена жизни излучательных τ_{il} и безызлучательных τ_b процессов рекомбинации:

$$\eta_i = \frac{1}{1 + \tau_{il}/\tau_b}. \quad (3.23)$$

Время излучательной рекомбинации зависит от коэффициента рекомбинации R , степени легирования и уровня инжекции. В материале p -типа при умеренной инжекции $\Delta n \ll p_0$:

$$\tau_{il} = \frac{1}{Rp_0}, \quad (3.24)$$

где p_0 – концентрация равновесных носителей заряда. В прямозонном материале значение R порядка 10^{-16} м³/с, в непрямозонном – на четыре, пять порядков меньше.

При высоком уровне инжекции, когда $\Delta n \gg p_0$, можно считать

$$\tau_{il} = \frac{1}{R\Delta n}. \quad (3.25)$$

В промежуточном случае

$$\tau_{il} = \frac{1}{R(p_0 + \Delta n)}. \quad (3.26)$$

Если безызлучательное время жизни носителей определяется концентрацией ловушек $N_{л}$, то его можно оценить:

$$\tau_{\dot{a}} = \frac{C}{N_{\ddot{e}}}. \quad (3.27)$$

Константа C имеет порядок $10^{14} \text{ с} \cdot \text{м}^{-3}$, включает в себя усредненные параметры ловушек и зависит в общем случае от температуры, уровня легирования и интенсивности накачки.

Для лазеров ближней инфракрасной области на основе GaAs, InP и их твердых растворов $N_{л} \approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$, что, согласно (3.27), дает безызлучательное время жизни 10^{-7} с . Излучательное время жизни при уровне легирования $p_0 = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ будет таким же, что дает внутренний квантовый выход люминесценции 0,5.

В длинноволновых лазерах ($\sim 10 \text{ мкм}$) на $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ при температуре жидкого азота типичные значения η_i от 0,01 до 0,06 (максимальное значение 0,3). Исходя из этих параметров квантового выхода соответствующие расчеты при уровне легирования $10^{23} \dots 10^{24} \text{ м}^{-3}$ дают концентрацию ловушек в этих материалах $10^{22} \dots 10^{23} \text{ м}^{-3}$, что соответствует экспериментальным значениям излучательных и безызлучательных времен жизни.

Из изложенного следует, что как излучательное, так и безызлучательное времена жизни не являются константами, поэтому расчет η_i по (3.23)–(3.27) носит оценочный характер и зависит от типа лазерной структуры и режима ее эксплуатации. Для более точных расчетов можно воспользоваться независимыми измерениями суммарного τ и $\tau_{и}$ – временами по кинетике фотопроводимости и люминесценции соответственно. Так как суммируются вероятности переходов, то

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\ddot{e}}} + \frac{1}{\tau_{\dot{a}}}.$$

Непосредственные измерения η_i кроме соответствующего оборудования требуют относительно сложной обработки экспериментальных результатов с учетом внешнего квантового выхода.

Высокий внутренний квантовый выход излучения является необходимым, но еще недостаточным условием генерации в полупроводниках. Второе необходимое условие – создание инверсии населенностей. Излучательную рекомбинацию свободных носителей заряда можно рассматривать как опти-

ческие переходы между набором локальных двухуровневых систем. Возбужденной системе соответствует наличие электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, невозбужденной – электрона в валентной зоне и свободного уровня в зоне проводимости.

Анализ количества возбужденных и невозбужденных систем приводит к условию инверсии:

$$F_n^* - F_p^* \geq E_g, \quad (3.28)$$

где F_n^* и F_p^* – квазиуровни Ферми для электронов и дырок соответственно; E_g – ширина запрещенной зоны (минимальная энергия кванта рекомбинационного излучения). Таким образом, при отличной от нуля температуре даже в случае стопроцентного квантового выхода не все неравновесные носители участвуют в усилении, а только электронно-дырочные пары, разделенные энергией, удовлетворяющей выражению (3.28).

На рис. 3.5 представлены спектральные зависимости потока излучения Φ и коэффициента усиления α_ω . За начало отсчета принята минимальная энергия кванта E_g . Форма полосы люминесценции определяется распределением носителей заряда в соответствующих зонах и зависит от плотности состояний и вероятности заполнения уровней. Коэффициент усиления при энергии, равной расстоянию между квазиуровнями Ферми, становится равным нулю и при увеличении энергии принимает отрицательные значения. Количество носителей заряда, участвующих в вынужденных переходах (уси-

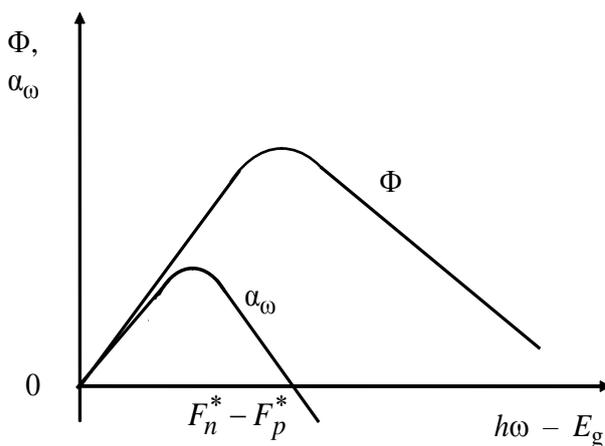


Рис. 3.5. Спектральные зависимости потока излучения Φ и коэффициента усиления α_ω

лению), можно оценить зависящим от температуры параметром распределения носителей заряда $Z(T)$. Этот параметр равен единице при нулевой температуре и стремится к нулю с ее ростом, когда квазиуровни Ферми опускаются до границ зон.

Теоретическая оценка $Z(T)$ затруднена при наличии хвостов плотности состояний и примесных зон, а также из-за непараболичности зонной структуры, что искажа-

ет форму полосы люминесценции, от которой зависят спектральные и пороговые характеристики излучения. В зависимости от уровня легирования и степени компенсации максимум интенсивности излучательной рекомбинации может быть как больше, так и меньше E_g , а ширина полосы может лежать в пределах от 1,5 до 3,5 kT .

3.6. Спектральная характеристика светодиодов с учетом кривой видности

В предыдущих разделах рассматривались спектральные характеристики люминесценции для потока излучения Φ , определяющего энергию, переносимую электромагнитным излучением за единицу времени и называемого иногда лучистым или энергетическим потоком. Эта величина является объективной физической характеристикой электромагнитного излучения и не зависит от регистрирующего его приемника. Однако в ряде случаев необходимо оценить воздействие света, поступающего на фотодетектор, с учетом характеристики чувствительности этого детектора. Для этого вводят набор специализированных величин, называемых фотометрическими или световыми параметрами. Энергетическому потоку в этом наборе соответствует фотометрический световой поток Φ_v , выражаемый в люменах [лм]. Чаще всего важно оценить воздействие излучателя на человеческий глаз, характеристику чувствительности которого называют кривой видности $V(\lambda)$. Переход от энергетических величин к фотометрическим осуществляется через коэффициент K_λ , зависящий от длины волны. Этот коэффициент является световым (фотометрическим) эквивалентом потока излучения (энергетического) и называется *спектральной световой эффективностью монохроматического излучения* или *видностью*:

$$K_\lambda = K(\lambda) = \frac{\hat{O}_{v\lambda}}{\hat{O}_\lambda}. \quad (3.29)$$

Максимум кривой видности находится при $\lambda = 555$ нм. Лучистый поток 1 Вт на этой длине волны эквивалентен одному световатту (1 свВт) светового потока 683 лм и максимальная видность $K_{\max} = 683 \text{ вт} / \text{Ав}$. Тогда кривую видности можно определить как относительную спектральную световую эффективность $V(\lambda) = K_\lambda / K_{\max}$. Световой поток на длине волны λ можно определить как

$$\hat{O}_{v\lambda} = K_{\max} \hat{O}_{\lambda} V(\lambda) = 683 \hat{O}_{\lambda} V(\lambda).$$

При $\lambda_{\min} = 380$ нм и $\lambda_{\max} = 780$ нм функция видности уменьшается почти до нуля. Полный световой (фотометрический) поток Φ_v источника света связан со спектральной плотностью потока излучения соотношением

$$\hat{O}_v = \int_0^{\infty} K_{\lambda} \hat{O}_{e\lambda} d\lambda = \int_{380}^{780} K_{\max} \hat{O}_{e\lambda} V(\lambda) d\lambda = 683 \int_{380}^{780} \hat{O}_{e\lambda} V(\lambda) d\lambda. \quad (3.30)$$

Для характеристики пространственной плотности светового потока вводят понятие *силы света* (сила излучения [Вт/ср]) – отношения потока излучения к телесному углу, в котором он распространяется:

$$I_e = \frac{\hat{O}}{\Omega}.$$

В системе световых величин силе излучения соответствует фотометрическая сила света

$$I_v = \frac{\Phi_v}{\Omega}.$$

Единица измерения фотометрической силы света – кандела [кд = лм/ср] – является одной из фундаментальных величин СИ наравне с метром и килограммом. Когда-то эталоном силы света служили парафиновые или стеариновые свечи. Сейчас таким эталоном является расплавленная платина, размещенная в тигле заданного сечения.

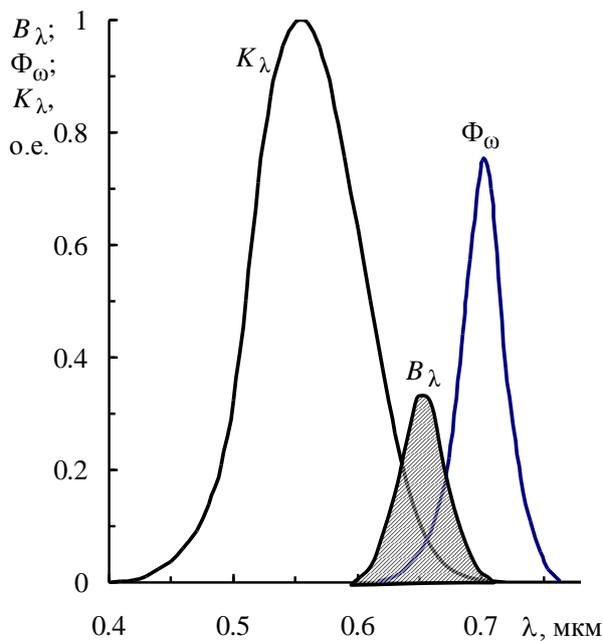


Рис. 3.6. Определение яркостного эквивалента инфракрасного СИД

Одной из важнейших характеристик излучателей является *яркость* – мощность излучения, испускаемого с единицы поверхности в единичном телесном угле в направлении, перпендикулярном излучающей поверхности. В случае *энергетической* яркости используется единица измерения [Вт/(м²·ср)]. Фотометрическая яркость выражается в канделах на квадратный метр (нитах [нт]) и связана с энергетической яркостью как $B_{v\lambda} = K_{\lambda} B_{e\lambda}$. В качестве примера расчета яркости индикатора на рис. 3.6 приведены спектр излу-

чения Φ_{ω} красного светодиода, определенного по (3.22), в сопоставлении с кривой видности K_{λ} . В то время как максимум излучения диода приходится на $\lambda = 0,71$ мкм, максимум кривой яркости B_{λ} , соответствующей произведению спектра излучения и кривой видности, смещен к $\lambda = 0,65$ мкм.

3.7. Особенности излучающих гетероструктур, применяемых в полупроводниковой оптоэлектронике

Современные излучательные полупроводниковые приборы базируются на применении не «обычных» $p-n$ -переходов, изготовленных на основе гомогенных материалов, а гетеропереходов и многослойных гетероструктур. Использование гетеропереходов позволило существенно улучшить параметры светодиодов и особенно инжекционных лазеров, значительно повысив их эффективность. Фундаментальный вклад в создание полупроводниковых гетероструктур внес выпускник ЛЭТИ академик Ж. И. Алферов. В начале 1970-х гг. в его научной группе были выращены первые качественные гетеропереходы на основе структуры GaAs/AlGaAs и созданы первые полупроводниковые гетеролазеры. За разработку гетероструктур и полупроводниковых приборов на их основе Ж. И. Алферову совместно с Г. Крёмером и Д. С. Килби была присуждена Нобелевская премия по физике за 2000 г. (см. 2.2).

В отличие от гомоперехода, образуемого в полупроводнике за счет искусственно созданного распределения примесей, *гетеропереход* представляет собой контакт двух различных по химическому составу полупроводников. Поэтому в гетеропереходах меняется не только тип проводимости, но и ширина запрещенной зоны, показатель преломления и другие важнейшие характеристики полупроводника. Это приводит к появлению в структурах принципиально новых эффектов, позволяющих значительно улучшить параметры ППОЭП.

Важным фактором, долгое время не позволявшим получить гетеропереходы высокого качества, является изменение на гетерогранице геометрических параметров решетки. Значительное несоответствие периодов решетки приводит к возникновению сильных упругих напряжений, склонных к релаксации с появлением на границе раздела различных дефектов и поверхностных состояний. Относительное значение разности параметров решеток двух контактирующих материалов

$$\frac{\Delta a}{\bar{a}} = \frac{2(a_1 - a_2)}{a_1 + a_2} \quad (3.31)$$

обычно не должно превышать 0,1 %. Дополнительными условиями являются совпадение их кристаллохимической природы и близость температурных коэффициентов линейного расширения материалов.

Выполнение условия (3.31) для контактов на основе большинства чистых бинарных соединений затруднено. Важным шагом к успеху Ж. И. Алфéroва явилось то, что вместо попыток выращивания на поверхности арсенида галлия пленок других соединений A^3B^5 , он использовал полупроводниковый твердый раствор $Al_xGa_{1-x}As$, почти не отличающийся по параметрам решетки от GaAs. Другими близкими по своим параметрам системами являются GaSb–AlSb ($Al_xGa_{1-x}Sb$) и GaP–AlP ($Al_xGa_{1-x}P$).

В инжекционном лазере для получения состояния с инверсией населенностей используется инжекция носителей заряда через p – n -переход, смещенный в прямом направлении при приложении к нему напряжения U . Прямое смещение приводит к снижению потенциального барьера на величину eU , электроны из n -области инжектируются в p -область, а дырки – в n -область. При достаточно большом напряжении U вблизи p – n -перехода возникает область с инверсной населенностью (рис. 3.7 слева). При малых плотностях тока имеет место рекомбинационное излучение, связанное со спонтанными переходами. По мере возрастания плотности тока коэффициент усиления растет до тех пор, пока не будет достигнуто пороговое значение, при котором возникнет лазерный эффект. В этом случае наблюдается резкое увеличение интенсивности и сужение спектра излучения лазерного диода.

Пороговое условие начала лазерного эффекта определяется возникновением инверсии, т. е. выражением (3.28). Однако это условие является необходимым, но не достаточным для получения генерации в системе в целом, поскольку кроме инверсии необходимо достичь превышения усиления над всеми потерями в лазере, включая «полезные» потери на вывод излучения. В непрямозонных полупроводниках выполнение этого условия затруднено, поэтому в подавляющем большинстве случаев для получения лазерного эффекта используются полупроводники с прямой структурой энергетических зон.

Для возникновения инверсии в полупроводниках необходимо в одной и той же геометрической области структуры одновременно создать высокие концентрации и электронов, и дырок, что приведет к интенсивной излуча-

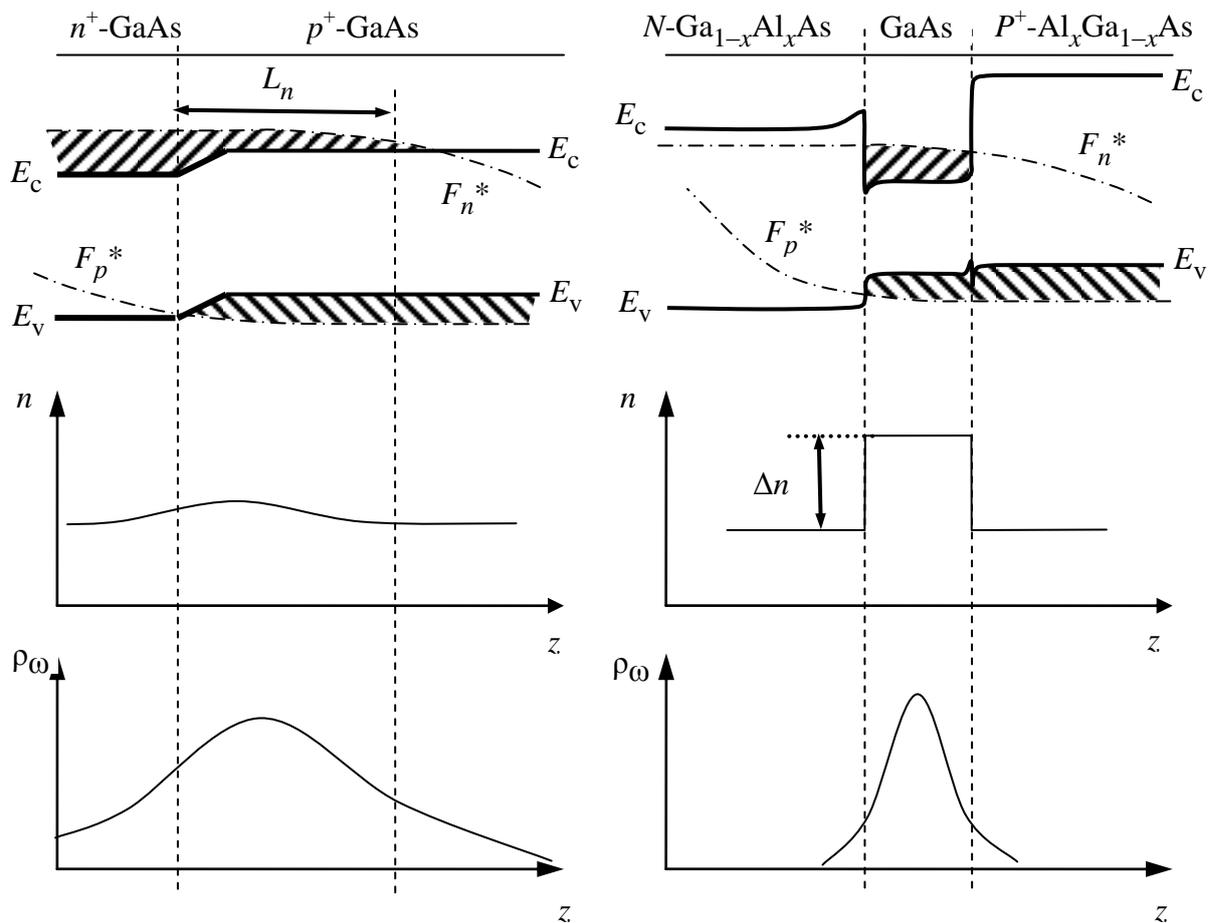


Рис. 3.7. Энергетические диаграммы, профиль показателя преломления n и распределение интенсивности электромагнитного поля ρ_ω в диодах с гомоструктурой и двойной гетероструктурой

тельной рекомбинации. Сделать это можно либо увеличением интенсивности инжекции, определяемой в первую очередь прямым напряжением, либо уменьшением размеров области излучателя, в которой происходит накопление инжектированных носителей. В обычных p - n -переходах с гомоструктурой размер этой области в основном определяется диффузионной длиной этих носителей и не может быть искусственно ограничен.

Другим фактором, определяющим интенсивность лазерной генерации, является эффективность взаимодействия носителей заряда с уже излученными фотонами. Такое взаимодействие приводит к возникновению вынужденных излучательных переходов и когерентному размножению квантов света. Максимальная эффективность взаимодействия достигается при локализации электромагнитного излучения в той же области структуры, где существует инверсия – в активной области. Ограничить фотоны можно за счет использования волноводного эффекта, возникающего при чередовании слоев материала с разными показателями преломления. Как видно из рис. 3.7, в гомо-

структуре существует некоторый перепад показателя преломления в области объемного заряда, однако его величина мала (менее 1 %) и практически не может управляться извне, поэтому его влияние не столь существенно.

Использование гетеропереходов для создания инжекционных лазеров дает целый ряд преимуществ по сравнению с гомопереходами, особенно в случае использования двойных гетероструктур (ДГС-лазеры). Диаграммы, поясняющие принцип и особенности работы таких лазеров, приведены на рис. 3.7 справа. Для примера представлена одна из первых, но до сих пор используемых, двойных гетероструктур на основе контакта арсенида галлия и твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Активная область инжекционного гетеролазера представляет собой тонкий слой узкозонного GaAs, в который из широкозонных $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ - и $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -эмиттеров инжектируются электроны и дырки. Вследствие скачка диэлектрической проницаемости и электронного сродства контактирующих материалов в гетеропереходах появляются разрывы в валентной зоне (ΔE_v) и в зоне проводимости (ΔE_c), соотношение между которыми различно для разных материалов. Разрывы зон на гетерограницах создают высокие потенциальные барьеры для электронов, препятствующие диффузии инжектированных носителей из активного слоя (эффект *электронного ограничения*). Это позволяет создавать в активной области концентрацию избыточных носителей заряда, превышающую равновесную концентрацию этих носителей в широкозонном эмиттере (эффект *сверхинжекции*), что снимает необходимость сильного легирования эмиттера. Предельно достижимое отношение концентрации инжектированных электронов n_p в p - N -гетеропереходе к их равновесной концентрации в эмиттере n_N (в N -области)

$$n_p/n_N \rightarrow \exp(\Delta E_c/kT). \quad (3.32)$$

Аналогично выглядит соотношение для дырок.

В случае гомопереходов для выполнения условия (3.28) необходимо легирование полупроводника до состояния вырождения. Это ухудшает свойства лазерных структур, приводя к существенному самопоглощению и разогреву структуры. Для снижения этих эффектов активную область ДГС-лазеров обычно вообще не легируют.

Важно, что показатель преломления широкозонных полупроводников обычно меньше, чем узкозонных. К примеру, у пары $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и GaAs разница показателей преломления может достигать $\Delta n \approx -0,4$. Это означает наличие

волновода, обеспечивающего сильную локализацию поля (эффект *оптического ограничения*). Таким образом, пороговый ток снижается не только за счет уменьшения толщины активной области, но и за счет уменьшения коэффициента потерь β , поскольку ограничивается проникновение поля в сильнолегированные *p*- и *n*-эмиттеры с большими оптическими потерями. Оптимизация параметров гетероструктуры по электронному и оптическому ограничениям позволяет снизить пороговый ток при комнатной температуре до значения $j_{\text{пор}} \leq 3 \text{ кА/см}^2$ по сравнению с $j_{\text{пор}} \leq 100 \text{ кА/см}^2$, характерного для гомоструктур. Для дальнейшего уменьшения $j_{\text{пор}}$ применяют структуры с отдельным электронным и оптическим ограничениями (РО ДГС-лазеры), содержащие в активной области квантово-размерные наноструктуры (квантовые ямы и точки).

В трехкомпонентных твердых растворах изменение состава приводит одновременно к изменению как периода идентичности решетки, так и ширины запрещенной зоны. В четырехкомпонентных твердых растворах типа $\text{Ga}_x\text{-In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ регулируя x и y , можно в некоторых пределах независимо изменять параметры решетки и ширину запрещенной зоны. При определенных соотношениях между x и y можно подобрать такой ряд растворов, в котором ширина запрещенной зоны будет изменяться при неизменном периоде идентичности решетки. Такой ряд твердых растворов называют *изопериодным*. Гетеропереходы, изготовленные на основе изопериодных твердых растворов, по своим характеристикам наиболее близки к идеальным.

Необходимым условием достижения лазерной генерации является также наличие положительной обратной связи в системе. Для этого в полупроводниковых лазерах в основном используется плоский резонатор (резонатор Фабри–Перо), поскольку его удобно изготовить сколами по кристаллографическим плоскостям, перпендикулярным плоскости *p-n*-перехода в лазерной структуре. Такой метод изготовления позволяет быстро изготовить зеркала высокого качества. Однако у сколотых зеркал есть существенный недостаток – коэффициент отражения R в этом случае определяется соотношением показателей преломления полупроводника и воздуха. Тогда для лазеров на основе типичных полупроводников $R \approx 30 \%$, причем вывод излучения будет происходить через оба зеркала резонатора, что приводит к высоким оптическим потерям. Для повышения коэффициента отражения можно на одну из граней излучателя нанести слой металла, например, алюминия.

Типичный ДГС-лазер работает в многомодовом режиме. Взаимодействие неаксиальных мод приводит к биениям и неустойчивости излучения лазера, зависящим от плотности тока накачки. Для селекции поперечных мод следует ограничить ширину активной области, для чего используются полосковые лазеры. На рис. 3.8, *a* показан полосковый лазер с резонатором Фабри–Перо, созданный на основе изопериодной РО ДГС GaInPAs/InP. Активная область (АО), ширина запрещенной зоны которой определяет длину волны излучения лазера, окружена двумя более широкозонными волноводными GaInPAs-слоями. В такой структуре электроны ограничены в АО и генерация происходит в ней, но оптическое ограничение существует в волноводных слоях, поэтому излучать также будет и волноводная часть структуры. Верхний контакт лазера касается полупроводника только узким полоском, и инжекционный ток в основном протекает через центральную (заштрихованную) часть структуры, что позволяет уменьшить число генерируемых мод. К сожалению, такая структура практически не обеспечивает боковых электронного и оптического ограничений. Для возникновения таких ограничений необходимо изменить характеристики боковых областей, что может быть достигнуто за счет их бомбардировки протонами или травлением мезоструктуры.

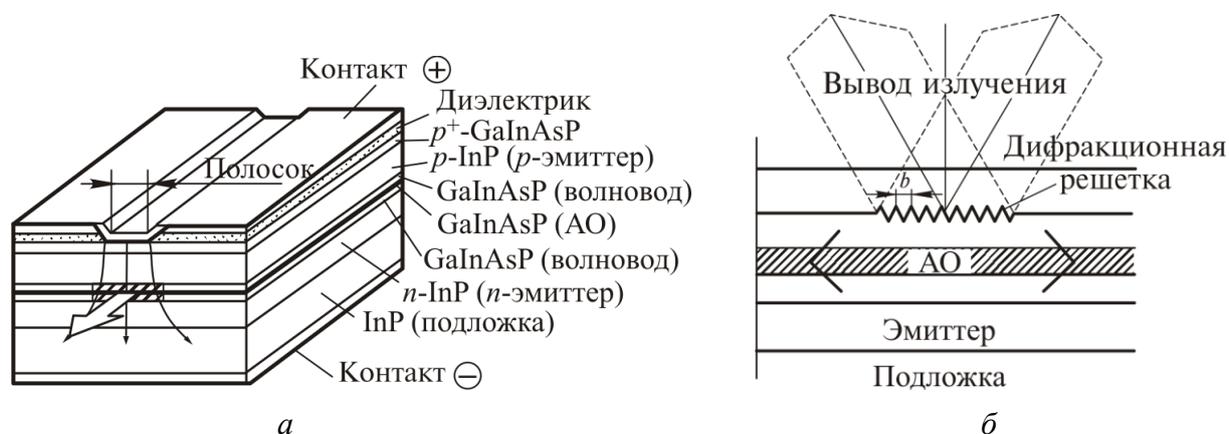


Рис. 3.8. Полосковый лазер (*a*) и РОС-лазер с выводом излучения под углом к АО (*б*)

Ряд преимуществ имеют лазеры, выполненные с использованием резонатора с распределенной обратной связью (РОС). Такие лазеры обладают высокой термостабильностью, поскольку длина волны излучения в них определяется не температурным изменением ширины запрещенной зоны полупроводника, а более слабой зависимостью показателя преломления от температуры. Кроме того, в РОС-лазерах нет нужды беспокоиться о качестве и оптической прочности зеркал. РОС возникает при рассеянии фотонов на периодических неоднородностях, период b которых подчиняется закону Вульфа–Брэгга

$$b \sin \theta = m\lambda/2, \quad (3.33)$$

где m – порядок дифракции. Если $b = \lambda/2n$, то свет отражается только назад. При $m \geq 2$ рассеяние света возможно также под углом к активной области, что позволяет сделать независимыми обратную связь и направление вывода излучения (рис. 3.8, б).

Современные светодиоды также выполняются на основе ДГС. Для повышения эффективности оптического вывода используются различные методы, в частности интерференционные зеркала. На рис. 3.9, а показана светодиодная структура, выращенная на низкоомной (высоколегированной) n^+ -подложке. Такая подложка требуется для обеспечения минимальных омических потерь, хорошего растекания тока и качественного теплоотвода. К сожалению, высокое легирование приводит к возрастанию влияния эффектов самопоглощения. Кроме того, в ряде случаев ширина запрещенной зоны подложки может быть меньше энергии излучаемых фотонов, т. е. материал будет непрозрачен для излучения светодиода. Для ограничения проникновения фотонов в подложку можно использовать интерференционные зеркала, называемые также распределенными брэгговскими отражателями (РБО). Для создания РБО выращиваются чередующиеся слои полупроводниковых соединений, удовлетворяющие условию $n_1d_1 = n_2d_2 = \lambda/4$. Интерференция, возникающая при многократном отражении от границ слоев, приводит к максимуму отражения и минимуму пропускания для излучения с длиной волны λ . Важно, что РБО отражает фотоны, но не препятствует движению носителей

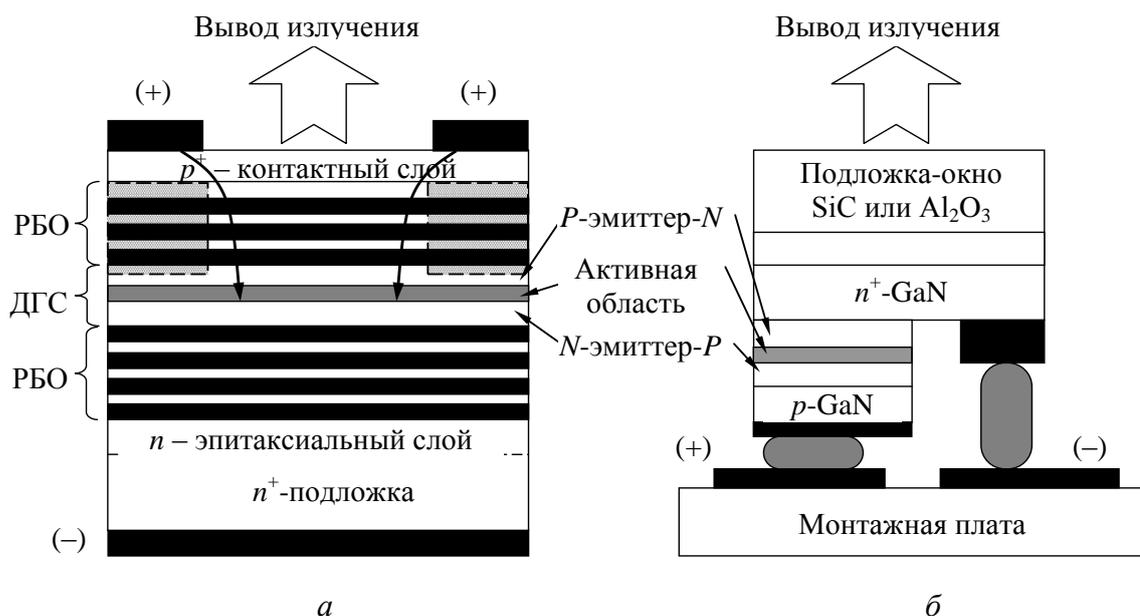


Рис. 3.9. Структуры светодиодов: а – с интерференционными зеркалами (распределенными брегговскими отражателями); б – flip-chip на основе полупроводниковых нитридов

заряда через подложку. Это позволяет наносить отрицательный электрод на нижнюю поверхность кристалла.

Излучающая часть СИД представляет собой ДГС, активная область которой может содержать квантово-размерные структуры. Вывод излучения осуществляется через широкозонный P -эмиттер и второй брегговский отражатель, выполняющий функцию просветляющего покрытия и удовлетворяющий условию интерференции на максимум пропускания (минимум отражения): $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda/2$. Для обеспечения хорошего омического контакта перед напылением металла на структуру наносят высоколегированный p^+ -слой. Для снижения поглощения света в верхнем электрическом контакте, имеющем кольцевую форму, боковые области полупроводника подвергают ионной бомбардировке для придания им свойств полуизолятора и вытеснению тока в центральную часть кристалла. Вместо бомбардировки можно также использовать контакты специальной формы – в виде креста, точки и т. п.

Поскольку нитридные СИД в настоящее время выращиваются на чужеродных подложках, часто обладающих диэлектрическими свойствами, то наносить отрицательный контакт на обратную часть структуры в них нельзя. Контакты в таких светодиодах приходится делать с одной стороны, но на разных уровнях (рис. 3.9, б). На подложке сапфира или карбида кремния после буферного слоя выращивается толстый слой n^+ -GaN, к которому будет присоединен катод, затем ДГС с активной областью, содержащей множественные квантовые ямы, и слой p -GaN для положительного контакта. Для получения доступа к n^+ -области вытравливается мезаструктура, после чего наносится отрицательный контакт. Поскольку сапфировые подложки характеризуются низкой теплопроводностью, то для улучшения теплоотвода светодиодные структуры часто устанавливают в «перевернутом» виде – p -областью вниз (flip-chip). Излучение в этом случае выводится через подложку, прозрачную для коротковолнового света.

3.8. Расчет эффективности светодиодов

Важнейшей характеристикой светодиодов является *эффективность* η преобразования электрической энергии в световую. Эффективность светодиода представляет собой его КПД и связана с внешним квантовым выходом электролюминесценции η_e соотношением

$$\eta \approx \frac{\hbar\omega_{\max}}{eU_{\text{раб}}} \eta_e, \quad (3.34)$$

где $\hbar\omega_{\max}$ – энергия фотона, соответствующая максимуму спектра излучения; $U_{\text{раб}}$ – приложенное внешнее напряжение. Одним из основных факторов, определяющих эффективность СИД, является структура диода и тип перехода, используемый в ней. Применение гетероструктур позволяет увеличить η светодиода в несколько раз.

Значение внешнего квантового выхода η_e в (3.34) будет определяться внутренним квантовым выходом люминесценции η_i , коэффициентом инжекции η_I и оптической эффективностью вывода света η_o :

$$\eta_e = \eta_i \eta_I \eta_o. \quad (3.35)$$

Проанализируем вклад в общую эффективность каждого из входящих в (3.35) сомножителей.

Внутренний квантовый выход люминесценции η_i определяется соотношением вероятностей излучательной $\tau_{\text{и}}$ и безызлучательной $\tau_{\text{б}}$ рекомбинаций, как это было рассмотрено в 3.6.

Как правило, излучательная рекомбинация преобладает в одной из областей (p - или n -), прилегающих к p - n -переходу. Поэтому желательно обеспечить преимущественную инжекцию неосновных носителей заряда в ту область, где η_i максимален. Если активной областью с высоким η_i является p -область материала, тогда коэффициент инжекции η_I есть отношение электронного тока I_e к полному току I , протекающему через p - n -переход в прямом направлении:

$$\eta_I = \frac{I_e}{I} = \frac{I_e}{I_e + I_p}. \quad (3.36)$$

Наилучшие условия для односторонней инжекции обеспечиваются в гетеропереходе, где осуществляется преимущественная инжекция из широкозонной области в узкозонную в соответствии с (3.32). В этом случае дырочная составляющая тока мала и η_I в (3.36) стремится к единице.

Важнейшим фактором, ограничивающим эффективность современных светодиодов, является коэффициент вывода света η_o . Этот параметр определяется процессами распространения света в активном материале, его отражением и поглощением на границах раздела, в том числе процессами полно-

го внутреннего отражения. Величина η_0 представляет собой оптическую эффективность вывода из кристалла излучения, генерируемого в активной области светодиода. Из-за большого значения показателя преломления n полупроводника из диода может выйти только малая часть света, падающего на верхнюю грань в пределах конуса с критическим углом

$$\theta_{\text{крит}} = \arcsin \frac{1}{n} = \arcsin n_{21} = \arcsin \frac{n_2}{n_1} = \arcsin \frac{1}{n}. \quad (3.37)$$

Излучение, распространяющееся вне этого конуса, испытывает полное внутреннее отражение. Но даже те лучи, которые распространяются в пределах этого конуса, при прохождении границы раздела частично отражаются, что учитывается введением коэффициента пропускания света $T = (1 - R)$.

Если пренебречь поглощением внутри диода, то с учетом (3.37) доля излучения, которое может быть выведено из светодиода с плоской геометрией через его верхнюю грань при первом падении на нее световой волны, составляет

$$\eta_0 = \frac{\sin^2 \theta_{\text{крит}}}{4} T \approx \frac{1}{n(n+1)^2}. \quad (3.38)$$

Типичные значения η_0 находятся в пределах 1...2 %.

Из (3.38) видно, что коэффициент вывода света η_0 можно повысить, увеличивая критический угол $\theta_{\text{крит}}$ и уменьшая отражение в пределах выходного конуса. Для этого над кристаллом светоизлучающего диода размещают линзу, имеющую полусферическую, усеченную сферическую или эллипсоидальную геометрию. Использование линзы позволяет увеличить телесный угол $\theta_{\text{крит}}$, что приводит к возрастанию значения η_0 почти на порядок. Меняя форму линзы, можно также регулировать диаграмму направленности светодиода. Кроме линз для повышения η_0 на излучающей поверхности также могут создаваться массивы периодических и непериодических неоднородностей, микролинз и т. д.

Оптическая эффективность вывода света η_0 ограничена также процессами поглощения в материале и на контактах. Для снижения самопоглощения используют брегговские отражатели, препятствующие проникновению света в узкозонную подложку (рис. 3.9). Форму верхнего контакта стараются сделать такой, чтобы снизить потери на поглощение в нем, – кольцевой, крестообразной и т. п.

3.9. Оптическая и энергетическая модели инжекционных лазеров, коэффициент оптического ограничения

Оптическая модель инжекционных лазеров (поперечный профиль показателя преломления) оказывает существенное влияние на пороговые и энергетические характеристики излучения. Представим активную область диода в виде прямоугольного ящика с размерами, указанными на рис. 3.10. Характеристикой модели является коэффициент оптического ограничения $\Gamma(d)$, определяющий долю интенсивности излучения, заключенной в активной области. Количественной оценкой этого параметра является приведенная толщина активного слоя

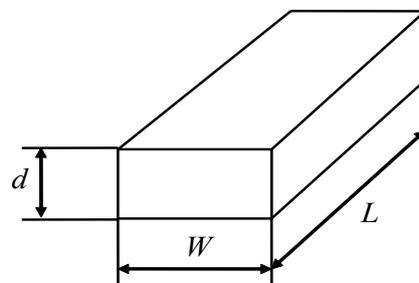


Рис. 3.10. Активная область лазерного диода

$$D = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{n_a^2 - n_s^2}, \quad (3.39)$$

где λ – длина волны излучения, соответствующая ширине запрещенной зоны активной области; n_a – показатель преломления активной области; d – геометрическая толщина активной области; n_s – показатель преломления широкозонных эмиттеров (в случае симметричной структуры).

Параметр оптического ограничения равен отношению площади поперечного сечения моды излучения к площади активной области. На рис. 3.11 представлена зависимость параметра оптического ограничения основной моды от приведенной толщины активного слоя для симметричной структуры. Видно, что во избежание резкого ухудшения характеристик лазера следует поддерживать значение D выше 2,5. Приближенное выражение при малых D имеет вид

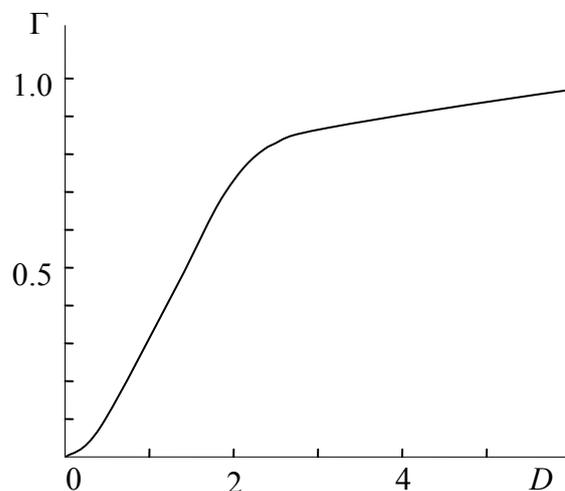


Рис. 3.11. Зависимость параметра оптического ограничения от приведенной толщины

$$\Gamma = \frac{D^2}{2 + D^2}. \quad (3.40)$$

Параметр Γ больше в H -моде, электрический вектор которой лежит в плоскости волновода. Контроль модового состава излучения в этом направлении осуществляется шириной активной области W , которая для планарных полосковых структур соответствует ширине контакта (с учетом растекания носителей заряда). Для структур с боковыми электронным и оптическим ограничениями состав излучения контролируется размерами области ограничения. В последнем случае при расчете $\Gamma(W)$ по (3.39) и (3.40) вместо d подставляется W , а вместо n_3 – коэффициент преломления среды в боковых направлениях n_6 . Максимальная одномодовая ширина W_1 составляет:

$$W_1 = \frac{\lambda}{2\sqrt{n_a^2 - n_s^2}}. \quad (3.41)$$

Отметим, что для уменьшения пороговой плотности тока следует уменьшать толщину и ширину активной области, поскольку в этом случае

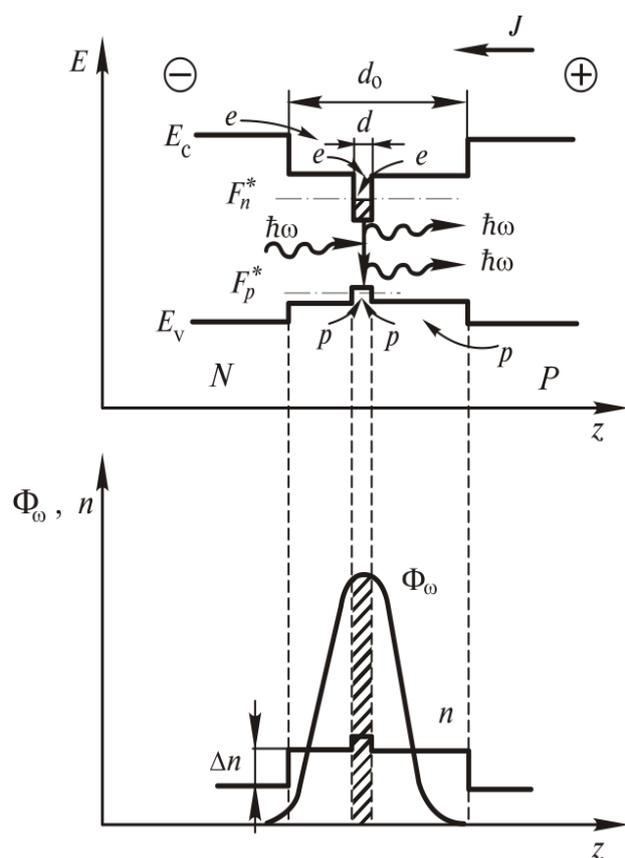


Рис. 3.12. Оптическое ограничение в РО ДГС-лазерах

возрастает концентрация носителей заряда и перенаселенность увеличивается. Ограничивающим фактором при уменьшении размеров является снижение Γ . При этом многомодовая генерация в поперечном направлении наблюдаться не будет.

В гетероструктурах значение $\Gamma(d)$ может превышать 0,9, в то время как в гомопереходах не превосходит 0,05 (см. рис. 3.7). Важно, что в последнем случае отсутствует электронное ограничение, так как область рекомбинации, равная сумме диффузионных длин носителей заряда, может более чем на порядок превышать область генерации, примерно равную толщине слоя объемного заряда.

Профиль поля близок к гауссову с размерами пятна в ближней зоне:

$$d_i = d(0,31 + 3,15/D^{3/2} + 2/D^6); \quad (3.42)$$

$$W_i = W(0,31 + 3,15 / D_W^{3/2} + 2 / D_W^6). \quad (3.43)$$

В случае РО ДГС-лазеров волноводный эффект существует не в активном слое, а в области оптического ограничения, толщина d_0 которой определяется дифракционным пределом для длины волны излучения (рис. 3.12). Видно, что в такой структуре на активную область приходится только часть поля излучения, что приводит к снижению $\Gamma(d)$ пропорционально соотношению $d/d_{\text{П}}$. Несмотря на уменьшение коэффициента $\Gamma(d)$, РО ДГС-лазеры обладают значительно лучшими параметрами, чем лазеры на основе ДГС. При снижении толщины d ниже предела, определяемого длиной волны Де-Бройля, в активном слое возникают эффекты размерного квантования, что приводит к значительному понижению порогового тока структур, увеличению коэффициента усиления и улучшению многих других характеристик лазера.

3.10. Пороговая плотность тока

Накачка ИПЛ осуществляется за счет инжекции носителей заряда через p - n -переходы на границе активного слоя. Ток накачки I протекает перпендикулярно активной области, и плотность тока $[A/cm^2]$ определяется площадью перехода: $j = I/(LW)$. Проведем расчет пороговой плотности тока для вывода излучения параллельно активной области через зеркала резонатора, образованные сколами. Коэффициент отражения зеркал определяется по формуле Френеля

$$R = (n - 1)^2 / (n + 1)^2, \quad (3.44)$$

где n – показатель преломления области, в которой происходит оптическое ограничение.

Предположим, что под действием тока накачки среда имеет показатель усиления

$$\alpha_{\omega} = \sigma \Delta, \quad (3.45)$$

где σ – поперечное сечение взаимодействия; Δ – перенаселенность. Воспользуемся моделью межзонной рекомбинации носителей заряда как оптически-ми переходами между набором локальных двухуровневых систем. Тогда поперечное сечение взаимодействия можно представить в виде

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi n^2 \tau \Delta\nu}. \quad (3.46)$$

где λ – длина волны генерации; τ – время жизни носителей заряда; $\Delta\nu$ – ширина линии рекомбинационного излучения. Это выражение получено на основе предложенных Эйнштейном феноменологических представлений об оптических переходах между дискретными уровнями микрочастиц. Формула (3.46) была получена Дираком на основе квантовой теории и хорошо описывает процессы генерации в газовых и твердотельных лазерах. Принимая во внимание специфику оптических переходов в полупроводниках, расчет показателя усиления по (3.45) следует проводить с учетом коэффициентов $Z(T)$ и $\Gamma(d)$.

Связь между током и перенаселенностью можно представить в виде

$$\Delta = \frac{I}{e} \eta_i \tau \frac{1}{V}, \quad (3.47)$$

где e – заряд электрона; η_i – внутренний квантовый выход излучения; $V = L W d$ – объем активной области. Или через плотность тока

$$\Delta = j \frac{\eta_i \tau}{de}. \quad (3.48)$$

С учетом упомянутой специфики процесса генерации в полупроводниках из (3.45)–(3.48) получим:

$$\alpha_\omega = j \frac{\lambda^2 \eta_i Z(T) \Gamma(d)}{4\pi e d n^2 \Delta\nu}. \quad (3.49)$$

Необходимым и достаточным условием генерации является превышение усиления над потерями. Из условия баланса интенсивности излучения за один проход ($2L$) получим:

$$e^{(\alpha_{\omega i \hat{\delta}} - \beta) 2L} R^2 = 1,0 \quad \text{или} \quad \alpha_{\omega i \hat{\delta}} = \beta + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right), \quad (3.50)$$

где β – коэффициент распределенных потерь на рассеяние и поглощение энергии излучения. Типичное значение β находится в диапазоне $5 \dots 10 \text{ см}^{-1}$. Тогда с учетом (3.49) выражение для пороговой плотности тока примет вид

$$j_{i \hat{\delta}} = \frac{4\pi e n^2 \Delta\nu d}{\lambda^2 \eta_i Z(T) \Gamma(d)} \left[\beta + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \right]. \quad (3.51)$$

Формула (3.51) носит приближенный характер, так как получена в предположении постоянства всех параметров по объему активной области. В то же время при прямоугольном сечении активной области с размерами, соизмеримыми с длиной волны генерации, ни одна из мод резонатора не может снять мощность излучения со всего объема активной среды. Это приводит к зависимости пороговой плотности тока не только от длины и толщины активной области, но и от ее ширины W . В случае полоскового лазера с боковым оптическим ограничением эту зависимость следует учесть, заменив в (3.51) коэффициент $\Gamma(d)$ на сумму $\Gamma(d) + \Gamma(W)$.

3.11. Влияние температуры и параметров лазерного диода на пороговую плотность тока

Согласно (3.15) зависимость пороговой плотности тока при больших d снижается с уменьшением толщины активной области. Однако при малых толщинах резко уменьшается параметр оптического ограничения в соответствии с рис. 3.11. Поэтому зависимость $j_{\text{пор}}$ от толщины активной области (рис. 3.13) проходит через минимум.

Для лазеров без бокового оптического ограничения ширина активного слоя не входит в уравнение вследствие усреднения всех параметров по объему среды. Однако из-за несовпадения площади поперечного сечения активной области и поля излучения для любой моды существует неактивная область, в которой рекомбинация носителей заряда приводит к спонтанному излучению. С расширением W размеры пассивной области, как правило, увеличиваются, что приводит к росту $j_{\text{пор}}$ для основной моды и уменьшению – для поперечной (рис. 3.14). Точка пересечения этих кривых соответствует критической ширине, при превышении которой возникает поперечная мода. Размер $W_{\text{кр}}$ зависит от $\Gamma(W)$ в продольном направлении и, как правило, составляет 5...10 мкм.

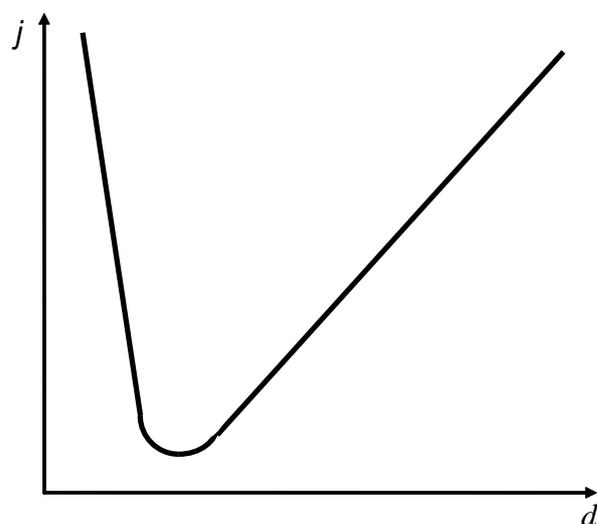


Рис. 3.13. Зависимость порогового тока от толщины активной области

Пороговая плотность тока обратно пропорциональна длине активной области. Реально существует минимальная $L_{\text{пор}}$, которую можно оценить по (3.50). С ростом L порог генерации снижается, однако возрастает относительная доля распределенных потерь β по отношению к потерям на вывод излучения, что приводит к насыщению выходной мощности. Так как КПД пропорционален удельному энергосъему, то существует оптимальная L , при которой КПД максимален.

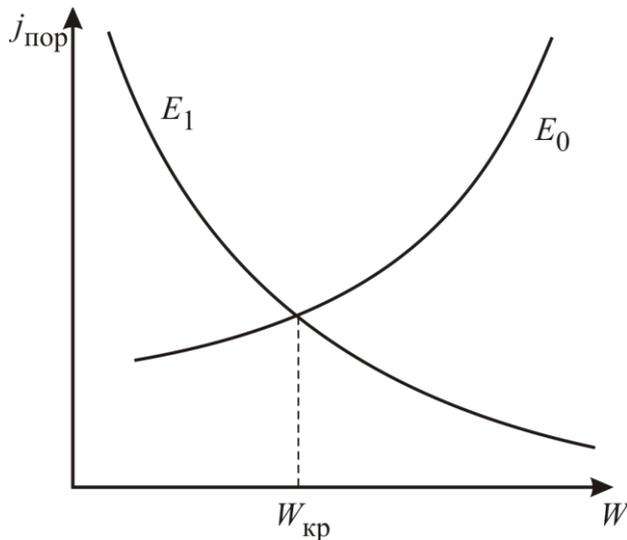


Рис. 3.14. Зависимость плотности порогового тока от ширины активной области лазерного диода

Таким образом, пороговая плотность тока зависит от геометрических и электрофизических параметров структуры. В гомопереходах выполнение условия инверсии достигается высоким легированием, что приводит к уменьшению квантового выхода вследствие Оже-процессов и роста центров безызлучательной рекомбинации. Увеличение внутренних распределенных потерь β в основном связано с поглощением на свободных носителях заряда, возрастающим с увеличением длины волны и температуры.

С ростом легирования уширяется линия излучения. Кроме того, гомоструктуры имеют небольшой волноводный эффект и в них отсутствует электронное ограничение. Совокупность этих причин приводит к росту $j_{\text{пор}}$ гомопереходов на один-два порядка по сравнению с ДГС. Еще меньшее значение $j_{\text{пор}}$ имеют РО ДГС. При этом снижается вероятность оптического разрушения, так как при $\alpha_{\omega} \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ плотность излучения достигает 10^7 Вт/см^2 . Низкие пороговые плотности тока в структурах с размерным квантованием связаны с меньшей шириной линии излучения и большей вероятностью оптических переходов между уровнями размерного квантования.

Увеличение длины волны с 1 (GaAs) до 10 мкм (PbSnTe), на первый взгляд, должно приводить к снижению $j_{\text{пор}}$ на два порядка. С учетом показателей преломления этих материалов (3,6 и 6,8) и связанных с ними сосредоточенных потерь на вывод излучения, можно ожидать снижения порога генерации примерно в 200 раз. Однако сдвиг в длинноволновую область сопро-

вождается ростом поглощения на свободных носителях заряда, пропорционального λ^r , где r в зависимости от механизма рассеяния может принимать значения от 1,5 до 3,5. Кроме того, уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к увеличению концентрации равновесных носителей заряда и, следовательно, к уменьшению $Z(T)$. Совокупность этих причин приводит к возможности работы длинноволновых лазеров при охлаждении до температуры жидкого азота (77 К) или гелия (4,2 К).

Температурная зависимость пороговой плотности тока имеет важное значение для возможности стационарной генерации при комнатной температуре. Практически все параметры структуры в (3.51) в той или иной степени зависят от температуры. С повышением температуры растут Δv и β , уменьшаются η_i , $Z(T)$, $\Gamma(d)$, а также снижается электронное ограничение за счет сквозной инжекции носителей в эмиттер.

Из-за разных температурных коэффициентов этих параметров в температурной зависимости пороговой плотности тока (рис. 3.15) могут наблюдаться участки слабой линейной, экспоненциальной зависимости.

Выше некоторой характерной температуры T_0 наблюдается относительно резкий экспоненциальный рост порогового тока

$$I = I_0 \exp(T/T_0),$$

определяемый в основном уменьшением коэффициента распределения носителей заряда $Z(T)$.

Характерная температура у AlGaAs/GaAs лежит в пределах 130...180 К, а у GaInAsP/InP – в пределах 50...70 К.

3.12. Мощность излучения, ватт-амперная характеристика

Пороговый ток расходуется на компенсацию потерь излучения. Рекомбинация носителей выше порогового уровня преобразуется в мощность генерации

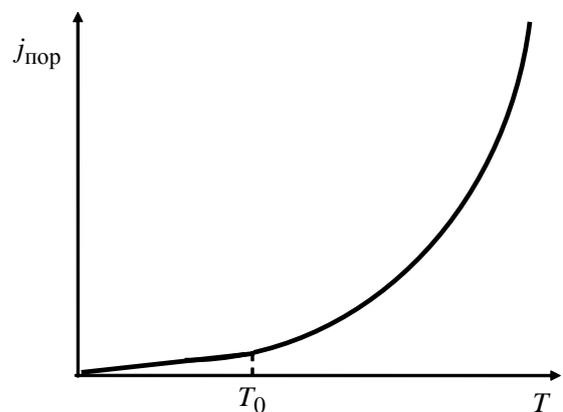


Рис. 3.15. Температурная зависимость пороговой плотности тока

$$P = \frac{(I - I_{\text{т}} \hat{\delta})}{e} \eta_{\text{л}} h\nu \left[\frac{(1/L) \ln(1/R)}{\beta + (1/L) \ln(1/R)} \right]. \quad (3.52)$$

где I – рабочий ток; $h\nu$ – энергия кванта выходного излучения; выражение в скобках – коэффициент вывода излучения, равный отношению потерь на вывод излучения к общим потерям. Уравнение (3.52) носит приближенный характер, так как получено в предположении постоянства всех параметров по объему активной среды. Оно дает линейный характер зависимости P от тока накачки.

Общий ход зависимостей ватт-амперных характеристик СИД и ИПЛ представлен на рис. 3.16. При малых токах мощность излучения светодиода линейно увеличивается с ростом накачки. Отклонение от линейности обусловлено самонагревом кристалла, приводящего к увеличению доли безызлучательных переходов. При дальнейшем росте тока происходит температурное гашение люминесценции и излучение резко прекращается.

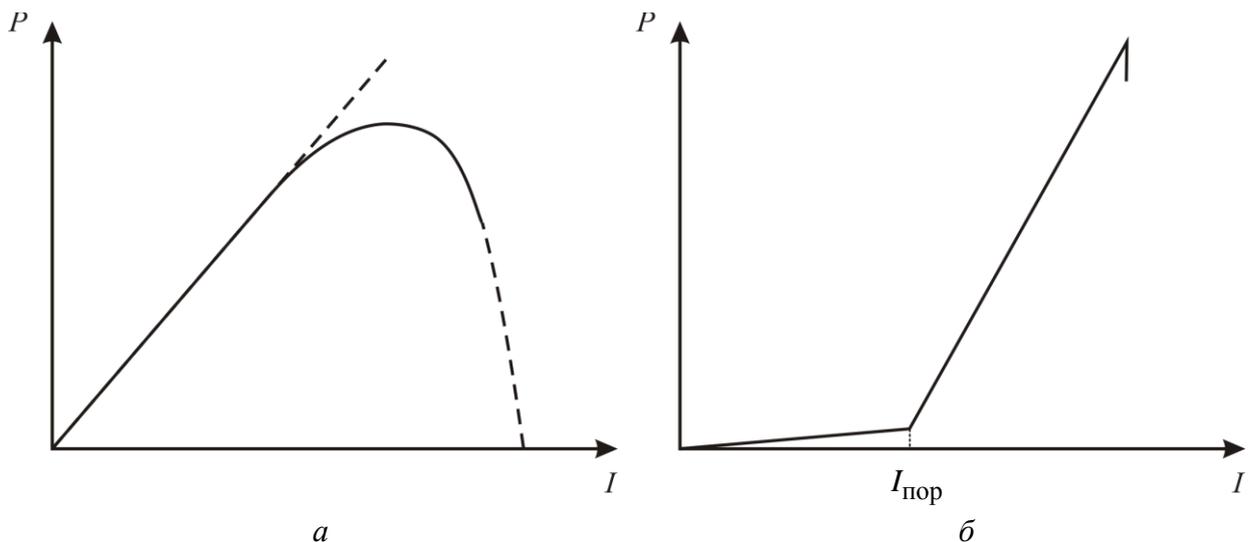


Рис. 3.16. Ватт-амперная характеристика: *a* – светодиода; *б* – лазерного диода

В отличие от светодиодов ватт-амперная характеристика лазерного диода носит пороговый характер. До $I < I_{\text{пор}}$ лазерный диод работает в светодиодном режиме и испускает ненаправленное спонтанное излучение. Низкий внешний квантовый выход в этом режиме обусловлен потерями на поглощение в пассивных областях и контактах, отражением при выходе излучения и полным внутренним отражением. При $I > I_{\text{пор}}$ на рабочем участке ватт-амперной характеристики наблюдается резкое возрастание мощности через зеркала резонатора вследствие преобладания вынужденной рекомбинации

носителей. При этом происходит уменьшение интенсивности спонтанного излучения, регистрируемого через боковую поверхность. С ростом тока наблюдается относительно небольшое увеличение интенсивности этой люминесценции, что указывает на наличие пассивных областей, не заполненных полем резонатора. Это обстоятельство приводит к оптимальному значению ширины активного слоя, так как с ростом W растет размер пассивной области. Таким образом, все размеры активной среды имеют оптимум. Высокую мощность генерации можно получить в периодических квантово-размерных структурах (сверхрешетках) с оптической связью между отдельными активными областями. Пропускание слишком высоких токов накачки приводит к выходу лазера из строя. Основными причинами является перегрев кристалла и разрушение зеркал резонатора.

Мощность в режиме спонтанного излучения можно оценить как

$$P = \frac{I}{e} \eta_i h\nu. \quad (3.53)$$

При расчете мощности излучения светодиодов следует внутренний квантовый выход η_i в формуле (3.53) заменить на внешнюю эффективность СИД:

$$P = \frac{I}{e} \eta_e h\nu. \quad (3.54)$$

КПД равен отношению мощности генерации (3.54) к мощности накачки: $P/(UI)$. Важной характеристикой инжекционных лазеров является дифференциальный КПД – η_d , определяемый как отношение приращения мощности излучения к изменению мощности возбуждения:

$$\eta_d \approx \frac{\Delta P}{U \Delta I}. \quad (3.55)$$

От типа лазерной структуры зависит не только порог генерации, но и η_d . Типичные значения дифференциального КПД, рассчитанные по (3.55) с использованием (3.52) составляют 20 % для гомоструктур, 50 % – для ДГС и 70 % – для РО ДГС. КПД светодиодов редко превышает 30 % из-за проблем с выводом излучения из кристалла.

3.13. Спектральные и пространственные характеристики лазеров

Спектр излучения лазеров определяется формой линии излучения активной среды и спектром собственных частот резонатора. При сосредоточенном выводе излучения из плоского резонатора, образованного сколами,

спектр частот в одномодовом режиме состоит из эквидистантных линий, расположенных на расстоянии $c/2Ln$. При типичных размерах резонатора (~ 500 мкм) для комнатной температуры в линию излучения ($\sim 2kT$) попадает несколько десятков аксиальных мод. Таким образом, вблизи порога генерации излучение является многочастотным. С ростом тока линия в центре контура усиления подавляет соседние частоты вследствие малого времени релаксации носителей ($\sim 10^{-11}$ с), что приводит к одночастотному режиму генерации. Ширину линии генерации в первую очередь определяет добротность резонатора

$$Q = \frac{2\pi}{\lambda [\beta + (1/L) \ln(1/R)]} \quad (3.56)$$

Из (3.56) видно, что добротность определяется потерями в резонаторе. Тогда полуширину спектра при излучении на резонансной частоте ν можно определить как $\Delta\nu = \nu/Q$.

Дальнейшее увеличение тока сопровождается разогревом структуры, что приводит к изменению спектра частот резонатора и линии излучения. Положение линии определяется температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. Для полупроводниковых соединений A^3B^5 смещение контура усиления происходит в длинноволновую область со скоростью почти на порядок

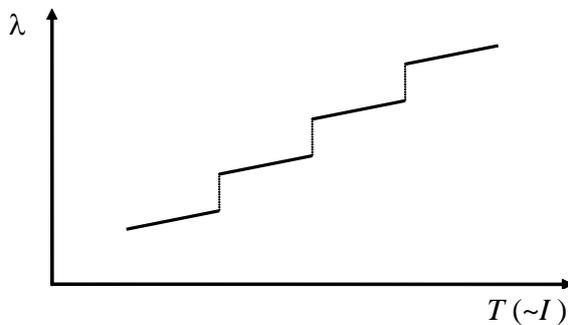


Рис. 3.17. Зависимость длины волны генерации от тока накачки

выше, чем изменение спектра частот резонатора. Когда максимум полосы излучения совпадает с соседней частотой, она подавляет предыдущую и наблюдается новый режим генерации с большей длиной волны. Общий ход длины волны генерации в зависимости от тока представлен на рис. 3.17. Медленные изменения спектра между скачками (примерно 0,1 нм/К)

связаны с температурной зависимостью показателя преломления и геометрических размеров резонатора. Резкое изменение (перескок) спектра зависит от материала структуры: для AlGaAs – 0,3 нм/К; для GaInAsP – 0,4...0,5 нм/К.

При типичных размерах активной области ($d = 0,5...10$ мкм, $W = 2...20$ мкм) картина поля в ближней зоне (на зеркале резонатора) пред-

ставляет собой эллипсоид, расширяющийся в направлении, параллельном поверхности перехода. Диаграмма направленности в дальней зоне определяется дифракцией и представляет собой перевернутый эллипсоид с углами расходимости $\theta_{\perp} \sim \lambda/d$, $\theta_{\parallel} \sim \lambda/W$. Значение расходимости можно определить по формуле

$$\theta_{\perp} = 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{0,59\lambda}{\pi d} \right). \quad (3.57)$$

Особенность ДГС-лазеров связана с возможностью сжать пучок излучения благодаря эффекту оптического ограничения. Типичные размеры диаграммы направленности, определенные из (3.57) с учетом (3.41)–(3.43), составляют $\theta_{\perp} \sim 30 \dots 60^{\circ}$, $\theta_{\parallel} \sim 10 \dots 30^{\circ}$.

Диаграмма направленности является важным параметром для согласования поля излучения с активными и пассивными элементами оптоэлектроники. Для уменьшения потерь при вводе оптической информации в волоконно-оптические линии связи применяют цилиндрические линзы, преобразующие профиль излучения из эллипса в круг.

В структурах с распределенной обратной связью апертура выходного пучка может быть увеличена до $L \sin \theta_c$, где θ_c – угол вывода к оси распространения излучения. В силу дисперсионного характера вывода излучения в РОС-лазерах в ширину диаграммы направленности входит добавка

$$\theta_b = \frac{n\Delta\lambda}{\cos \theta_c} \left(\frac{m}{nb} - \frac{1}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (3.58)$$

где $\Delta\lambda$ – спектральная ширина линии излучения; m – порядок дифракции; b – период решетки.

3.14. Расчет параметров фоторезисторов

Фоторезистор обычно выполняется в виде пластины или тонкой пленки однородного полупроводника, на противоположных концах которой создаются омические контакты. При падении света на поверхность фоторезистора в результате межзонных переходов с поглощением фотонов происходит фотогенерация носителей заряда, что приводит к увеличению проводимости и уменьшению сопротивления полупроводника. При приложении смещения U к контактам структуры сгенерированные светом носители будут увлекаться внешним электромагнитным полем, и через фоторезистор будет протекать

ток больший, чем при отсутствии освещения. Дополнительная составляющая тока, вызванная фотогенерацией носителей заряда, называется фототоком I_{Φ} и определяется как

$$I_{\delta} = e\beta \frac{P\mu_n\tau U}{h\omega L^2}, \quad (3.59)$$

где β – квантовый выход фотопроводимости (число фотогенерированных носителей, отнесенное к числу падающих фотонов); P – мощность падающего излучения; L – длина резистора.

Для любого резистора важнейшим параметром является сопротивление. Для фоторезистора используют понятия темнового R_T и светового $R_{св}$ сопротивлений. Также важной характеристикой является их соотношение, влияющее на шумовые и обнаружительные характеристики прибора. С учетом (3.59) его можно определить как

$$\frac{R_{\delta}}{R_{\hat{n}\hat{a}}} = \rho_{\delta} e \beta \mu_n \tau \frac{P}{V h \omega}. \quad (3.60)$$

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) фоторезистора в отсутствие освещения ($\Phi = 0$) и при воздействии света ($\Phi > 0$) представлена на рис. 3.18. Видно, что ВАХ будет линейна и фототок будет увеличиваться при возрастании освещения, а сопротивление падать. Однако изменение фототока не будет линейным, поскольку $I_{\Phi} = x\Phi^y$, где x – коэффициент пропорциональности, определяемый конструкцией фоторезистора, а y характеризует нелинейность его энергетической характеристики.

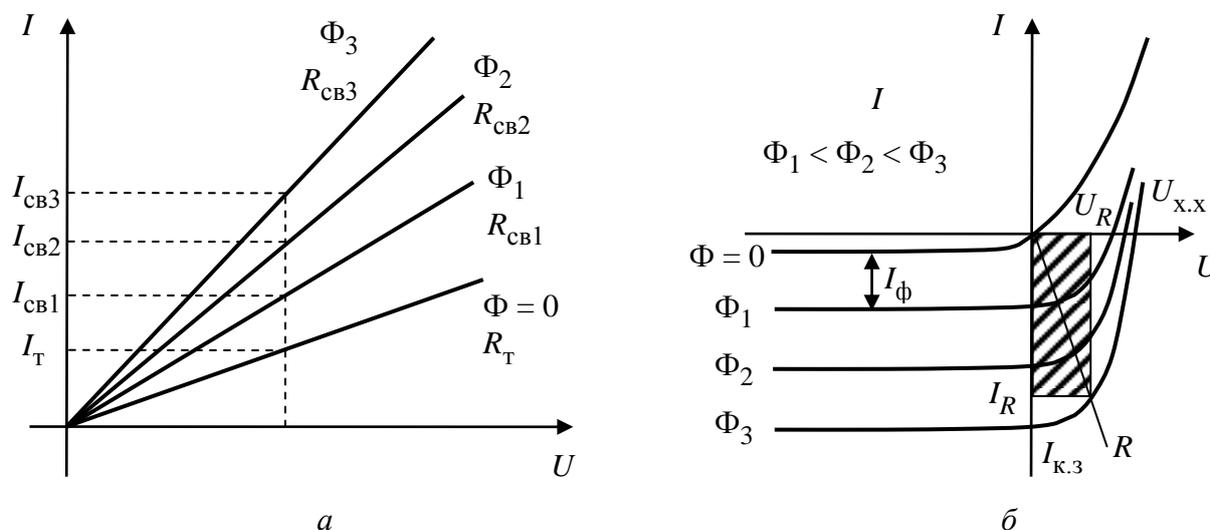


Рис. 3.18. ВАХ: a – фоторезистора; b – фотодиода в отсутствие освещения ($\Phi = 0$) и при воздействии света ($\Phi > 0$)

Важным параметром фотоприемника является чувствительность, определяющая интенсивность фотоответа при воздействии излучения единичной мощности. Различают токовую S_I [А/Вт] и вольттовую S_V [В/Вт] чувствительности

$$S_I = \frac{I - I_0}{P} \quad \text{и} \quad S_V = \frac{V - V_0}{P}.$$

Чувствительность на заданной длине волны для фоторезистора может быть определена как

$$S_I = e\beta \frac{\mu_n \tau U}{h\omega L^2}. \quad (3.61)$$

Еще одним параметром фоторезистора является коэффициент внутреннего усиления фототока

$$K_I = \beta \frac{\mu_n \tau U}{L^2}. \quad (3.62)$$

Из сравнения (3.61) и (3.62) видно, что коэффициент усиления может быть легко рассчитан из известной чувствительности фоторезистора.

К шумовым характеристикам фотоприемника можно отнести эквивалентную мощность шума NEP, обнаружительную способность D и детектирующую способность D^* :

$$D^* = \frac{V_0 \sqrt{\Delta f A}}{V_\phi P} = \sqrt{AD} = \sqrt{A} \frac{1}{\text{NEP}}. \quad (3.63)$$

Детектирующая способность является наиболее объективной величиной, поскольку она не зависит от площади A и полосы частот Δf , а определяется напряжением шума V_ϕ . Для фоторезистора D^* может быть рассчитана по формуле

$$D^* = \frac{1 - e^{-k_\omega d}}{2h\omega \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \sqrt{\frac{\beta}{P} \left(1 + \frac{dn_i^2}{P\beta\tau n}\right)^{-1}}. \quad (3.64)$$

Из (3.63) и (3.64) могут быть рассчитаны NEP и другие шумовые параметры фоторезистора.

Спектр чувствительности фоторезисторов определяется в первую очередь особенностями спектра поглощения света k_ω в полупроводнике. Важным параметром спектральной характеристики является длинноволновый («красный») край чувствительности, определяемый шириной запрещенной зоны E_g полупроводника.

3.15. Расчет параметров фотодиодов

Основным элементом фотодиода является $p-n$ -переход, наличие потенциального барьера и внутреннего электрического поля в котором создает благоприятные условия для пространственного разделения носителей заряда, созданных в результате фотоактивного поглощения света. Это позволяет использовать фотодиодные структуры как для детектирования электромагнитного излучения оптического диапазона, так и для генерирования фотоЭДС и преобразования оптической мощности в электрическую (солнечные батареи).

Рассмотрим подробнее процессы в $p-n$ -переходе, на который со стороны p -области падает оптическое излучение с энергией фотонов $\hbar\omega$ (рис. 3.19). Будем считать, что коэффициент поглощения k_ω в полупроводнике не очень велик и свет глубоко проникает в структуру, достигая области объемного заряда и n -области. В этом случае в соответствии с законом Бугера–Ламберта в каждой из областей фотодиодной структуры будет происходить поглощение фотонов с энергией $\hbar\omega > E_g$. Электроны, находящиеся в валентной зоне, в результате квантовых переходов с поглощением фотона будут переходить в свободное состояние в зоне проводимости, а на их месте в валентной зоне появятся дырки, т. е. будет происходить процесс генерации электронно-дырочных пар (внутренний фотоэффект). У фотонов с $\hbar\omega < E_g$ будет недостаточно энергии для генерации пар, и фотоактивного поглощения происходить не будет.

Если поглощение фотона произошло в p - или n -области далеко от области объемного заряда, то для сгенерированных неравновесных носителей будет очень высока вероятность рекомбинации. В области объемного заряда

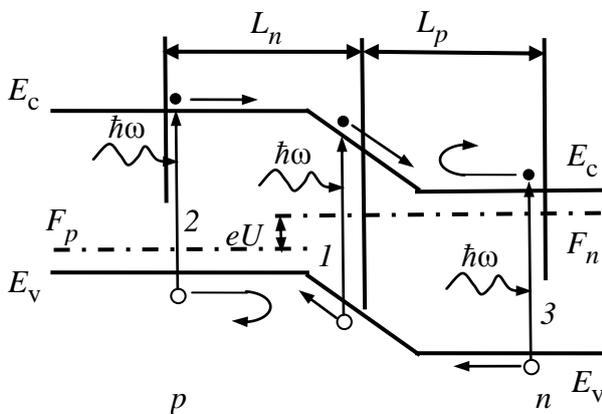


Рис. 3.19. Фотоэлектрические процессы в $p-n$ -переходе

$p-n$ -перехода существует внутреннее электрическое поле E , под воздействием которого свободные носители заряда будут перемещаться в противоположных направлениях: электроны – против поля в n -область, а дырки – по полю в p -область (процесс 1 на рис. 3.19). Однако толщина слоя объемного заряда обычно мала и вероятность поглощения фотона в этой области незначительна. Поэтому в фото-

токе в основном участвуют носители, сгенерированные в областях, непосредственно примыкающих к $p-n$ -переходу (процессы 2 и 3). Эти избыточные носители заряда диффундируют к области объемного заряда. Если генерация произошла на расстоянии меньшем, чем диффузионная длина L_n или L_p для неосновных носителей заряда, то они успеют дойти до $p-n$ -перехода, не комбинируя с основными носителями. В области объемного заряда новые носители подхватываются полем и выбрасываются в противоположную область структуры. Созданные светом и разделенные $p-n$ -переходом избыточные носители заряда накапливаются в разных областях, при этом p -область будет заряжаться положительно, а n -область – отрицательно.

Для увеличения количества разделенных фотогенерированных электронно-дырочных пар между p - и n -областями часто добавляют широкий нелегированный i -слой. В этом случае объемный заряд $p-n$ -перехода охватывает всю i -область и все сгенерированные в ней пары будут разделены. Кроме того, подобные фотоприемники обладают повышенным быстродействием. $P-i-n$ -фотодиоды на основе кремния являются самыми распространенными фотодетекторами.

Таким образом, под действием света в $p-n$ -переходе происходит разделение носителей заряда и при замыкании контактов через нагрузку будет течь фототок $I_{\text{ф}}$, пропорциональный скорости генерации G избыточных электронно-дырочных пар в области, ограниченной диффузионными длинами неосновных носителей заряда.

Фототок обусловлен неосновными носителями заряда, поэтому он совпадает по направлению с обратным током $p-n$ -перехода. Можно считать, что значение фототока практически не зависит от приложенного напряжения. Тогда ВАХ фотодиода при освещении имеет вид

$$I = I_{\text{г}} \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) - I_{\text{д}}. \quad (3.65)$$

Это общее уравнение фотодиода. ВАХ $p-n$ -перехода в отсутствие освещения ($\Phi = 0$) и при воздействии света ($\Phi > 0$) представлена на рис. 3.18, б. В случае разомкнутой цепи (режим холостого хода) фотоЭДС $U_{\text{х. х}}$ определяется из (3.65) при $I = 0$:

$$U_{\text{х. д}} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\text{д}}}{I_{\text{г}}} + 1 \right). \quad (3.66)$$

Важным отличием фотодиода от фоторезистора является то, что и при отсутствии внешнего смещения $U = 0$ (режим короткого замыкания) ток ко-

роткого замыкания $I_{к.з}$ для освещенного диода не будет равен нулю, что позволяет использовать фотодиод в качестве экономичного фотодетектора.

Полную плотность фототока для $p-i-n$ -фотодиода можно определить как

$$J_{\hat{\delta}} = e \frac{\hat{\Phi}}{A} (1 - R) \left(1 - \frac{e^{-k_{\omega} d}}{1 + k_{\omega} L_p} \right) + e p n_0 \frac{D_p}{L_p}, \quad (3.67)$$

где R – коэффициент отражения; L_p – диффузионная длина для дырок; D_p – коэффициент диффузии для дырок. Обычно второе слагаемое в (3.67) значительно меньше первого и его можно не учитывать. В этом случае плотность тока будет пропорциональна мощности падающего излучения.

Фотодиод может использоваться в двух режимах работы – фотодиодном и вентильном (режиме генерации фотоЭДС). В первом случае на диод подается обратное напряжение и ток через структуру является функцией интенсивности света. Фотодиодному режиму соответствует третий квадрант вольт-амперной характеристики на рис. 3.18, б. В этом режиме фотодиод работает как фотодетектор и используется для регистрации электромагнитного излучения с длиной волны, лежащей внутри диапазона чувствительности фотоприемника. Зависимость фототока от светового потока Φ для такого режима работы является линейной. Аналогичная зависимость наблюдается для фототока короткого замыкания $I_{к.з}$.

В вентильном режиме фотодиод сам используется в качестве источника напряжения или тока. Такому режиму соответствует второй квадрант ВАХ. При этом фотодиод нагружен на сопротивление R_H . Ток и напряжение находят из общего уравнения фотодиода (3.65):

$$U_R = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_R + I_{\hat{\delta}}}{I_{\text{н}}} + 1 \right), \quad (3.68)$$

где $I_R = U_R/R_H$.

В вентильном режиме фотодиод работает как преобразователь оптической энергии в электрическую. Мощность, снимаемая с фотодиода, определяется площадью прямоугольника, ограниченного I_R и U_R (заштрихованная область на рис. 3.18, б). Этот режим используется при работе солнечных батарей. В режиме генерации фотоЭДС на зависимость фототока от светового потока Φ существенное влияние оказывает нагрузочное сопротивление R_H .

Величина фотоотклика, возникающего в фотодиоде при освещении его излучением Φ мощностью P , определяется *квантовой эффективностью*, или

квантовым выходом, представляющим собой число фотогенерированных электронно-дырочных пар, отнесенное к числу падающих фотонов:

$$\eta = \frac{J_{\hat{o}} / e}{\hat{O} / \hat{A}} = \frac{I_{\hat{o}} / e}{P / h\omega} = (1 - R) \left(1 - \frac{e^{-k_{\omega}d}}{1 + k_{\omega}L_p} \right), \quad (3.69)$$

где J_{ϕ} – плотность фототока; A – площадь освещаемой поверхности фотодиода. Однако обычно сравнительным критерием качества фотодиодов является токовая чувствительность

$$S_I = \frac{e\eta}{h\omega}. \quad (3.70)$$

Спектральная зависимость чувствительности является одной из важнейших характеристик фотодиода (рис. 3.20). Рассмотрим p - n -переход, освещенный со стороны p -области. Если толщина этой области меньше диффузионной длины для электронов ($d < L_n$), то все фотогенерированные в p -слое носители заряда дойдут до p - n -перехода и внесут вклад в фотоэффект. При малых значениях ($\hbar\omega - E_g$) фототок пропорционален показателю поглощения, и при $k_{\omega} < 1/d$ спектральная зависимость фототока будет определяться спектром поглощения. При продвижении в коротковолновую область при $\hbar\omega > E_g$ показатель поглощения быстро возрастает, и в случае $k_{\omega} \gg 1/d$ практически все излучение будет поглощаться в p -области. Дальнейшее увеличение k_{ω} не приводит к росту фототока.

Если толщина p -области больше диффузионной длины L_n ($d > L_n$), то при увеличении k_{ω} все большая часть излучения будет поглощаться вдали от p - n -перехода и все меньшая часть генерированных неосновных носителей заряда будет достигать области объемного заряда. Поэтому при $d > L_n$ в спектрах фотоЭДС и фототока будет наблюдаться максимум. На спад в области высоких энергий в этом случае очень большое влияние будет оказывать состояние поверхности фоточувствительной площадки фотодиода, поскольку при большом количестве состояний будет проис-

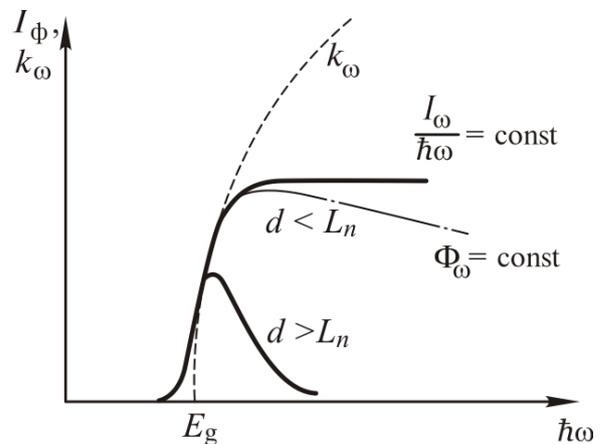


Рис. 3.20. Спектр фотодиода при различных толщинах p -области

ходить интенсивная поверхностная рекомбинация сгенерированных носителей, существенно снижающая чувствительность. Рассчитать квантовую эффективность фотодиода с учетом поверхностной рекомбинации можно по формуле

$$\eta(k_{\omega}) = e^{-k_{\omega}w}(1 - e^{-k_{\omega}d}) + \frac{k_{\omega}L_p}{1 + k_{\omega}L_p} e^{-(w+d)k_{\omega}} +$$

$$+ \frac{k_{\omega}L_n}{k_{\omega}^2 L_n^2 - 1} \left[\frac{k_{\omega}L_p + \frac{L_n}{L_s} - e^{-k_{\omega}w} \left(\frac{L_n}{L_s} \operatorname{ch} \left(\frac{w}{L_n} \right) + \operatorname{sh} \left(\frac{w}{L_n} \right) \right)}{\frac{L_p}{L_s} \operatorname{ch} \left(\frac{w}{L_n} \right) + \operatorname{sh} \left(\frac{w}{L_n} \right)} - k_{\omega}L_n e^{-k_{\omega}w} \right],$$

где w – ширина области объемного заряда; L_s – диффузионная длина, определяемая поверхностной рекомбинацией.

Шумовые характеристики фотодиода можно рассчитать по следующим формулам:

$$\text{NEP} = (h\nu / \eta) \sqrt{2I / e}; \quad (3.71)$$

$$D^* = \frac{\frac{\eta}{h\nu} \sqrt{\frac{eA}{2(I + I_{\delta})}}}{\sqrt{1 + \frac{2kT}{eR_1(I + I_{\delta})} [1 + \omega^2 R_1^2 C^2]}}. \quad (3.72)$$

Для фотодиода, работающего в вентильном режиме, важным параметром является максимальная мощность, которую можно получить при заданном освещении

$$P_{\max} = I_{\max} U_{\max} \approx I_{\delta} \left(U_{x. \delta} - \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{eU_m}{kT} \right) - \frac{kT}{e} \right), \quad (3.73)$$

где I_{\max} и U_{\max} – токи и напряжения, определяемые сопротивлением нагрузки. Максимальную мощность можно получить при таком сопротивлении R_H , при котором максимальна площадь заштрихованного прямоугольника на рис. 3.18, б.

Список рекомендуемой литературы

Bauer G., Clemens H. Physics and applications of IV–VI compound quantum well and superlattice structure //Semicond. Sci. Technol. 1990. Vol. 5. P. s122–s130.

Preier H. Physics and applications of IV–VI compound semiconductor lasers // Semicond. Sci. Technol. 1990. Vol. 5. P. s12–s20.

Tomm J. W., Herrmann K. H., Yunovich A. E. Infrared Photoluminescence in Narrow – Gap Semiconductors //Phis. Stat. Sol. 1990. Vol. 122, № 11. P. 11–42.

Vurgaftman I. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys //Journal of Applied Physics. 2001. Vol. 89, № 11. P. 5815–5875.

Алексеев С. А., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д. Экспериментальная оптика полупроводников. СПб.: Политехника, 1994.

Волоконно-оптические системы передачи /Под ред. В. Н. Гомзина. М.: Радио и связь, 1992.

Гауэр Дж. Оптические системы связи. М.: Радио и связь, 1989.

Грибковский В. П. Полупроводниковые лазеры. Минск: Университетское, 1988.

Елисеев П. Б. Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983.

Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990.

Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.

Инжекционные лазеры: Учеб. пособие / В. С. Сорокин, В. А. Мошников, А. И. Румянцева, В. Н. Разбегаев; СПбГЭТУ "ЛЭТИ". СПб.; 1999.

Ишанин Г. Г. Приемники излучения. СПб.: Папирус, 2003.

Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981.

Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л. Ченга и К. Плога. М.: Мир, 1989.

Пихтин А. Н. Квантовая и оптическая электроника. М.: Высш. шк., 2008.

Полупроводниковые фотоприемники /Под ред. В. И. Стафеева. М.: Радио и связь, 1984.

Страховский Г. М., Успенский А. В. Основы квантовой электроники. М.: Высш. шк., 1983.

Суэмацу Я., Катаока С. Основы оптоэлектроники. М.: Мир, 1988.

Цидильковский И. М. Бесщелевые полупроводники – новый класс веществ. М.: Наука, 1986.

Оглавление

Введение	3
1. ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА И ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКА	4
1.1. Основные понятия и определения	4
1.2. Преимущества и недостатки полупроводниковых оптоэлектронных приборов	8
2. ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ СОЗДАНИИ ППОЭП	9
2.1. Энергетические состояния в полупроводниковых кристаллах.....	9
2.2. Свойства элементарных полупроводников.....	13
2.3. Свойства полупроводников A^3B^5	15
2.4. Свойства полупроводников A^2B^6	23
2.5. Свойства полупроводников A^4B^6	27
2.6. Твердые растворы и приближение виртуального кристалла	30
2.7. Твердые растворы соединений A^3B^5	33
2.8. Твердые растворы на основе соединений A^2B^6	42
2.9. Полупроводниковые твердые растворы на основе соединений A^4B^6 ..	45
3. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ	49
3.1. Оптические характеристики вещества	49
3.2. Расчет спектра поглощения в полупроводниках	51
3.3. Расчет показателя преломления в полупроводниках	55
3.4. Расчет спектров люминесценции	57
3.5. Квантовый выход излучательной рекомбинации.....	60
3.6. Спектральная характеристика светодиодов с учетом кривой видности.....	63
3.7. Особенности излучающих гетероструктур, применяемых в полупроводниковой оптоэлектронике	65
3.8. Расчет эффективности светодиодов.....	72
3.9. Оптическая и энергетическая модели инжекционных лазеров, коэффициент оптического ограничения.....	75
3.10. Пороговая плотность тока.....	77
3.11. Влияние температуры и параметров лазерного диода на пороговую плотность тока.....	79

3.12. Мощность излучения, ватт-амперная характеристика	81
3.13. Спектральные и пространственные характеристики лазеров	83
3.14. Расчет параметров фоторезисторов	85
3.15. Расчет параметров фотодиодов	88
Список рекомендуемой литературы	93

Тарасов Сергей Анатольевич, Пихтин Александр Николаевич
Полупроводниковые оптоэлектронные приборы
Учебное пособие

Редактор И. Г. Скачек

Подписано в печать 30.12.08. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 6.0.
Гарнитура «Times New Roman». Тираж 90 экз. Заказ .

Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5